JAN 28 1926

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Leitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 23. Ausgegeben am 23. Dezember 1925. No. 699. Printed in Germany. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

F. Trey, Über Unipolaritätserscheinungen an gepreßten Pulvern.

H. Cassel, Adsorptionswärme und Grenzflächenspannung.

E. v. Angerer, Infektion der Dunkelkammer durch Rotsensibilisatoren.

Vorträge und Diskussionen des III. Deutschen Physikertages in Danzig vom 10. bis 16. September 1925:

J. Eggert, Über einige Reaktionen des durch Licht angeregten Broms.

G. Hertz, Über die Diffusion langsamer Elektronen im elektrischen Felde.

Zusammenfassende Berichte:

E. Schoenberg, Über die Temperaturen der Planeten.

Besprechungen:

H. Weyl, Was ist Materie?

Meßgerät.

E. Mosch, Lehrbuch der Physik. (Unterstufe.)

R. Heuseling, Mars, seine Rätsel und seine Geschichte.

Tagesereignisse. Personalien.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Eingegangene Bücher.

(Eingehende Besprechung vorbehalten. Rücksendung nicht besprochener Bücher erfolgt in keinem Falle.)

Günther, H. u. H. Vatter, Der Kristallempfänger. 8°. VI u. 220 S. Mit 219 Bildern u. 20 Bauanleitungen. Stuttgart, Franckhsche Verlagshdg. 1925. M. 3.40, geb. M. 5.60.

Gyemant, A., Grundzüge der Kolloidphysik. (Sammlung Vieweg, H. 80.) 8°. 93 S. Mit 9 Abb. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn A.-G. 1925. M. 4.50.

Hahn, H. u. H. Tietze, Einführung in die Elemente der höheren Mathematik. Gr. 8°. XII u. 332 S. Mit 83 Fig. Leipzig, S. Hirzel. 1925. M. 18.—, geb. M. 20.—.

Handbuch d. biol. Arbeitsmeth. Abt. III, Tl. A., H. 5. (H. J. Hamburger, Bestimmung des osmotischen Druckes sehr geringer Flüssigkeitsmengen usw. Mit 3 Abb. H. Petrow, Elektrokinese. Mit 22 Abb. O. Hirsch, Bestimmung der Diffusion. Mit 6 Abb. J. Traube, Capillaranalyse. Mit 7 Abb. R. Fricke, Ausgewählte Methoden zum Unterricht der Hydratationsgrade von Molekülen usw. Mit 5 Abb. J. Errera, Methoden zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstante. Mit 16 Abb.) 8°. Lfrg. 169. S. 795—930. Berlin, Urban & Schwarzenberg. 1925. M. 5.70.

Heffter, L., Was ist Mathematik? 2., verb. Aufl. 8°. 161 S. Berlin, Th. Fisher Verlag. 1925. M. 3.50, geb. M. 4.50.

Heinrich, E. u. E. Stückle, Wärmeübergang von Öl an Wasser. (Forschungsheft 271.) Gr. 8°. 60 S. Mit 67 Abb. u. 16 Zahlentafeln. Berlin, V.D.I.-Verlag G. m. b. H. 1925. M. 13.—.

Henri, V., Structure des Molécules. (Publications de la Société de Chimie Physique XII.) Gr. 8°. 122 S. Paris, Libr. Scient. J. Hermann. 1925. Frcs. 20.—.

Honoré, F., Le Radium. 8°. VIII u. 145 S. Paris, Libr. Gauthier-Villars & Cie. 1926. Frcs. 18.—.

Joly, J., The Surface-History of the Earth. 8°. 192 S. Oxford, At the Clarendon Press. 1925.

Lang, R., Experimentalphysik. (Sammlung Göschen Bd. 614.) Bd. IV Lehre vom Licht. 8°. 110 S. Mit 90 Fig. Berlin, W. de Gruyter & Co. 1925. M. 1.25

Löwe, F., Optische Messungen des Chemikers und des Mediziners. (Technische Fortschrittsberichte, Bd. VI.) 8°. XI u. 166 S. mit Register. Mit 34 Abb. Dresden, Th. Steinkopff. 1925. M. 6.—, geb. M. 7.20.

Madelung, E., Die mathem. Hilfsmittel des Physikers. (Die Grundlehren der mathem. Wissenschaften in Einzeldarstellungen, Bd. IV.) 8°. XIII u. 283 S. Berlin, J. Springer. 1925. M. 13.50, geb. M. 15.—.

Meller, K., Elektrische Lichtbogenschweißung. (Elektrizität in industriellen Betrieben, Bd. III. Herausgegeben von Prof. Dr. Ing. e. h. W. Philippi.) Gr. 8°. VIII u. 210 S. mit Register. Mit 225 Abb. Leipzig, S. Hirzel. 1925. M. 16—, geb. M. 18.—.

Merkel, Fr., Verdunstungskühlung. (Forschungsheft 275.) Gr. 8°. 48 S. Mit 64 Abb. u. 33 Zahlentafeln. Berlin, V.D.I.-Verlag G. m. b. H. 1925. M. 13.—.

Möllinger, J. A., Wirkungsweise der Motorzähler u. Meßwandler. 2. erw. Aufl. 8°. VI u. 238 S. Mit 131 Abb. Berlin, J. Springer, 1925. Geb. M. 12.—.

Mönch, W., Mikrophon u. Telephon. (Die Hochfrequenz-Technik Bd. III.) 8°. 162 S. Mit 82 Abb. Berlin, H. Meusser. 1925.

Montu, E. u. R. Marzell, Radiowellen. 8°. 284 S. Mit 237 Abb., 38 Schaltb. u. vielen Tabellen. Stuttgart, Franckhsche Verlagsbuchh. 1925. M. 4.—, geb. M. 6.50.

Nesper, E., Lautsprecher. (Biblioth. des Radio-Amateurs, Bd. 20.) 8°. XI u. 133 S. Mit 159 Textabb. Berlin, J. Springer. 1925. M. 3.30, geb. M. 4.20.

Ott, S. A., Wassermessungen bei Wasserkraftanlagen. (Sonderdruck aus Wasserkraft-Jahrbuch 1924.) 8°. S. 253—282. München, Richard Pflaum, Dr. u. Verlags-A.-G. 1925.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 23. 1. Dezember 1925. Redaktionsschluß für No. 1 am 10. Dezember 1925. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

F. Trey, Über Unipolaritätserscheinungen an gepreßten Pulvern. S. 849.

H. Cassel, Adsorptionswärme und Grenzflächenspannung. S. 862.

E. v. Angerer, Infektion der Dunkelkammer durch Rotsensibilisatoren. S. 864.

Vorträge und Diskussionen des III. Deutschen Physikertages in Danzig vom 10.—16. September 1925:

J. Eggert, Über einige Reaktionen des durch Licht angeregten Broms. S. 865.

G. Hertz, Über die Diffusion langsamer Elektronen im elektrischen Felde. S. 868.

Zusammenfassende Berichte:

E. Schoenberg, Über die Temperaturen der Planeten. S. 870.

Besprechungen:

Hermann Weyl, Was ist Materie? S. 899.

Meßgerät. S. 899.

E. Mosch, Lehrbuch der Physik (Unterstufe). S. 900.

R. Heuseling, Mars, seine Rätsel und seine Geschichte. S. 900.

Tagesereignisse. S. 900.

Personalien. S. 900.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über Unipolaritätserscheinungen an gepreßten Pulvern.

Von F. Trey.

Einleitung. Trotz der großen Zahl der zu Kontaktdetektoren verwandten und untersuchten Materialien — Székely[1]) erwähnt allein 80 verschiedene Kombinationen — und trotz der zahlreichen Arbeiten auf diesem Gebiet ist es bisher noch nicht gelungen den Mechanismus aufzudecken, der das Fließen des elektrischen Stromes in einer Richtung begünstigt, bzw. in der anderen hindert (Unipolarität) oder, im günstigsten Falle, auch ganz unterbricht (Ventilwirkung). Dies rührt sicher daher, daß ein und derselbe Kristall — und Kristalle sind bisher fast ausschließlich untersucht worden — sich an verschiedenen Stellen nicht nur quantitativ, sondern häufig sogar qualitativ ganz verschieden verhält: in einem Punkt ist der Strom in der einen Richtung größer, während in einem benachbarten Punkt, der sich äußerlich betrachtet in nichts von dem ersten unterscheidet, der Strom in der entgegengesetzten Richtung stärker ist. Man kann dies Verhalten vielleicht darauf zurückführen, daß die Kristalle chemisch nicht einheitlich sind und daher an verschiedenen Stellen eine andere Zusammensetzung haben. Möglicherweise wird auch in einigen Fällen die Verwitterungsdecke, deren Zusammensetzung, Dicke usw. nicht überall gleichmäßig ist, von Einfluß sein. Unter diesen Umständen erschien es wahrscheinlich, daß sich an künstlich dargestellten, chemisch absolut reinen Präparaten einfache Beziehungen und Gesetzmäßigkeiten ergeben würden. Es kamen zu diesem Zweck hauptsächlich Metallsulfide in Betracht, die nach Streintz[1]) durch Pressen in kompakte, gut leitende Massen verwandelt werden können. Sie wurden dann mit den entsprechenden in der Natur vorkommenden Kristallen verglichen.

Zum Verständnis der folgenden Versuche muß aber vorher wenigstens kurz auf die bisher aufgestellten Theorien der Detektorwirkung eingegangen werden.

Theorien der Detektorwirkung. W. H. Eccles[2]) hat angenommen, daß die Kontaktstelle eines Detektors als Thermoelement aufzufassen sei, dessen elektromotorische Kraft sich der angelegten Spannung überlagert und je nach der Richtung den Strom der angelegten Spannung vergrößert bzw. verkleinert. Die Schwächen dieser Theorie sind in den Arbeiten von Székely[3]), Ettenreich[4]) u. a. dargelegt. Die zur Erklärung der Stromspannungskurven geforderten thermoelektrischen Zusatzspannungen müßten bis zu einigen Volt steigen; so hohe Spannungen können aber die Thermokräfte nicht liefern. Da es sich weiter herausgestellt hat, daß die Thermokraft nicht immer die Richtung hat, wie sie die Detektorwirkung ver-

1) Székely de Doba, Sitzungsber. d. Akad. d. Wissensch. in Wien Abt. 2a, **127**, 719, 1918.

1) Streintz, Ann. d. Phys. **9**. 854, 1902.

2) W. H. Eccles, Proc. Phys. Soc. **25**, 273, 1913; zit. nach Beibl. z. d. Ann. d. Phys. **38**, 12, 1914.

3) Székely, l. c. S. 736.

4) Ettenreich, Physik. Zeitschr. **21**, 211, 1920

langt, so dürfte diese anfangs sehr verbreitete Hypothese kaum noch Anhänger finden.

Székely, Huizinga[1]) u. a. führen die Erscheinungen auf adhärierende Flüssigkeitsschichten zurück. Je nach der Richtung des Stromes scheiden sich an den Elektroden der Kontaktstelle Oxydations- und Reduktionsprodukte ab. Auf die hierbei entstehenden, in den zwei Richtungen verschiedenen Polarisationsspannungen wird dann der Stromunterschied beim Wenden zurückgeführt. Die Tatsache aber, daß es Frl. Székely[2]) selbst mit einer elektromagnetischen Stimmgabel als Wippe nicht gelang, auch nur Spuren von Polarisation in den Detektoren nachzuweisen, bereitet der Theorie unüberwindliche Schwierigkeiten. Außerdem bleibt die unipolare Leitung auch nach größeren Strömen bestehen, während das Flüssigkeitshäutchen durch die Wärme bereits verdampft sein müßte.

Streintz[3]) führt die Detektorwirkung auf einen gasförmigen Übergangswiderstand zurück, der sich eventuell durch Verdampfen des Detektormaterials bilden soll. Blanc[4]) nimmt eine Diffusion adhärierter Gasschichten an. Wie aber auf Grund dieser Hypothesen der Vorgang der unipolaren Leitung im einzelnen zustande kommt, wird nicht ausgeführt. Gänzlich ungeklärt bleibt ferner nach dieser Theorie die Tatsache, daß ein Stoff unwirksam ist, während derselbe Stoff nach gelindem Erwärmen ein außerordentlich guter Detektor wird. Wir werden im folgenden hierfür bei Bleisulfid ein gutes Beispiel geben.

Nach Schottky[5]) besteht der gleichrichtende Mechanismus in einer einseitigen Elektronenabtrennung von der einen Elektrode des Detektors unter dem Einfluß hoher Feldstärken. Diese Theorie wird auch von Günther-Schulze[6]) vertreten und durch Arbeiten von Rohmann[7]), Kramer[8]), Stransky[9]) u. a. gestützt.

Die Versuchsanordnung. Um die Gleichstromcharakteristik der Detektoren zu erhalten, wurden diese in bekannter Weise mit einem Strommesser in Reihe geschaltet. Das Amperemeter war ein Zeigerinstrument mit Spiegelskala. Einem Skalenteil entsprach ein Strom von $1{,}67 \cdot 10^{-4}$ Amp. Bei 150 Skalenteilen ergab das einen Meßbereich von etwa $2 \cdot 10^{-5}$ bis $2{,}5 \cdot 10^{-2}$ Amp. Die Spannungen wurden durch Abzweigen an einem Stöpselrheostaten, durch den ein konstanter Strom floß, hergestellt. Der Spannungsbereich von 0 bis 6 Volt reichte nicht immer aus, da einige Sulfide eine sehr geringe Leitfähigkeit besitzen. Dann wurden die Akkumulatoren durch eine Trockenbatterie von 3 bis 60 Volt ersetzt. Von diesen wurde der Strom direkt durch den Detektor und das Amperemeter geschickt.

Anfangs wurde als Detektor eine der gebräuchlichsten Formen verwandt, bei der ein an einer Spiralfeder angelöteter Platindraht mit seinem Ende auf den Kristall bzw. auf das Sulfidpulver drückt. Da es aber zur Erzielung gleichartiger Resultate an verschiedenen Stellen der Präparate wünschenswert erschien auch überall einen möglichst gleichartigen Kontakt herzustellen, wurde bei späteren Versuchen statt der Spiralfeder eine Blattfeder benutzt. Mittels einer Schraube konnte diese soweit gesenkt werden, daß der Platindraht die Oberfläche des Materials gerade eben noch nicht berührte. Der Kontakt wurde dann durch Auflegen eines bestimmten Gewichtes hergestellt, und der Druck konnte so nach Belieben entweder variiert oder konstant gehalten werden. Wie bekannt, ist die Beschaffenheit des äußersten Drahtendes nicht von ausschlaggebender Bedeutung. Trotzdem wurde, um von vornherein einheitlich vorzugehen, die Spitze in der von Finkelstein[1]) angegebenen Art hergestellt: ein durch ein Gewicht gespannter Platindraht, beiläufig von 0,25 mm Durchmesser, wurde mit der Stichflamme an einer Stelle schnell durchgeschmolzen. Dabei entsteht ein gleichmäßig abgerundetes nicht scharfes Ende. Bei weiteren Versuchen sollte eine Beeinflussung des Kontaktes durch die eventuell variable Oberflächenbeschaffenheit des Drahtendes (okkludierte Gase, Verunreinigungen) vermieden werden. Daher wurde an Stelle der Drahtspitze eine Platinöse angebracht, die dann zwischen den Versuchen mit einem Heizstrom ausgeglüht werden konnte. Alle Versuche, die anfangs nur mit dem ersten Detektor ausgeführt worden waren, sind dann nochmals mit dem zweiten wiederholt worden. Die Übereinstimmung der Resultate bestätigt die Tatsache, daß ein spitzes Drahtende zur Erzielung einer Detektorwirkung nicht unbedingt erforderlich ist.

Die Kristalle wurden im Detektor zwischen zwei dicke Schrauben geklemmt. Die Sulfidpulver wurden in Form gepreßter Zylinder oder Pastillen verwandt. Die Zylinder, deren Mantel-

1) Huizinga, Physik. Zeitschr. **21**, 97, 1920.
2) Székely, l. c. S. 773.
3) Streintz, Physik. Zeitschr. **21**, 44, 1920.
4) Blanc, Ann. de phys. **10**, 434, 1924.
5) Schottky, Zeitschr. f. Phys. **14**, 63, 1923.
6) Günther-Schulze, Ergebnisse d. exakt. Naturwiss. Bd. III, S. 305.
7) Rohmann, Physik. Zeitschr. **21**, 417, 1920.
8) Kramer, Zeitschr. f. Phys. **27**, 74, 1924.
9) Stransky, Zeitschr. f. phys. Chem. **113**, 131, 1924.

1) Finkelstein, Ann. d. Phys. **71**, 512, 1923.

fläche mit Kupferfolie bedeckt wurde, konnten ähnlich, wie die Kristalle, im Detektor befestigt werden. Um diesen Kontakt so gut als nur irgend möglich zu gestalten, wurde die Mantelfläche des Zylinders auch noch graphitiert. Die Pastillen konnten auch in Messingnäpfe hineingelötet werden. Bei den endgültigen Versuchen wurden die Pulver direkt in die Messingnäpfchen hineingepreßt.

Die Beobachtungsfolge bei der Aufnahme der Stromspannungskurven. Die Aufnahme der Stromspannungskurve oder Charakteristik eines Detektors kann mit der beschriebenen Apparatur auf zwei verschiedene Arten ausgeführt werden. Will man mit dem Gleichstrom die Vorgänge beim Wechselstrom nachahmen, so wird man den Strom erst in einer Richtung ansteigen lassen, ihn dann wieder allmählich schwächen, beim Durchgang durch Null kommutieren und dann dasselbe für die andere Stromrichtung wiederholen. Diese Art der Beobachtung ergibt aber nur dann gute Resultate, wenn der während der Dauer der Ablesung fließende Strom den Kontakt gar nicht beeinflußt. Das trifft aber nur für sehr kleine Ströme und Momentbeobachtungen zu. Daher konnte diese, als erste bezeichnete Beobachtungsart nicht bei allen Materialien eingehalten werden. Die andere, oder zweite Art besteht darin, daß man für jeden Spannungspunkt, etwa von den kleinen anfangend, immer gleich mittels Kommutieren die Stromstärke in beiden Richtungen feststellt. Hierbei hat man jedenfalls den Vorteil, daß sich elektrolytische Abscheidungen nur in geringem Maße bilden können, da diese durch den Strom in der entgegengesetzten Richtung zum größten Teil wieder vernichtet werden. Diese zweite Beobachtungsart gestattet es am schnellsten einen Überblick über das Verhalten eines Materials zu erhalten. Wo die Eigenschaften eines Detektormaterials es zuließen, wurde zur Kontrolle auch auf die erste Art parallel beobachtet. Es wird weiterhin von einem positiven Strom gesprochen werden, wenn $Pt+$ ist, und umgekehrt, von einem negativen, wenn die Platinspitze negativ ist, $Pt-$.

Die Herstellung der Präparate. Wie in der Einleitung erwähnt worden ist, bestand die Absicht, einer Klärung der komplizierten Vorgänge näherzukommen, indem man die Untersuchungen von Kristallen auf chemisch reine Stoffe ausdehnt. Diese wurden aus chemisch reinen Präparaten in bekannter Weise hergestellt, z. B. die Sulfide durch Fällen mit H_2S bzw. $(NH_4)_2S$. Sie wurden stets sorgfältig ausgewaschen und darauf bei etwa 90—100° getrocknet. Ebenso wurden die Chloride, Jodide, Sulfate usw. durch Fällen gewonnen und nach dem Auswaschen getrocknet. Im ganzen sind folgende Präparate untersucht worden:

Sulfide: PbS, Ag_2S, CuS, CoS, SnS, Bi_2S_3 FeS_2.
Chloride: $AgCl$, $PbCl_2$.
Jodide: AgJ, PbJ_2, CdJ_2.
Sulfate: Ag_2SO_4, $PbSO_4$, $CuSO_4$, $CoSO_4$, $(NH_4)_2SO_4$.
Oxyde: PbO, Fe_2O_3, CuO, CdO.

Außerdem wurden noch eine Anzahl von Nitraten, Carbonaten, Oxalaten usw. untersucht, die aber alle isolierten.

Die Wahl der Substanzen geschah anfänglich nach folgenden Gesichtspunkten: Erstens wurden solche Stoffe gewählt, welche als Kristall eine Detektorwirkung zeigen, und zweitens solche, die beim Komprimieren eine feste Form annehmen. Späterhin wurde die Zahl der Stoffe nach den im Verlauf der Arbeit sich ergebenden Fragen erweitert.

Die Stoffe wurden im Mörser gleichmäßig zerpulvert und in einer Presse zu festen Pastillen zusammengepreßt. Selbstverständlich wurde die Presse vor jedem Mal sorgfältig gereinigt und der Stempel abgeschmirgelt. Da die bei geringem Druck gepreßten Pastillen in mehrere Scheiben zerfielen, mußten die Präparate im Schraubstock möglichst stark zusammengepreßt werden. Dann waren sie aber auch so fest, daß man sie sogar mit der Feile bearbeiten konnte. Besonders hart waren Pastillen aus Ag_2S und CuS.

Das Verzeichnis der untersuchten Kristalle. Die Kristalle waren von Krantz in Bonn bezogen. Im ganzen wurden folgende 17 Kristalle untersucht:

1. Silberglanz, Freiberg, Sachsen,
2. Kupferglanz, Butte, Montana,
3. Kupferglanz, Eisenfeld, Siegen,
4. Kupferkies, Moonto, Südaustralien,
5. Kupferkies, Siegen,
6. Glanzkobalt, Riddarhyttan, Schweden,
7. Glanzkobalt, Kobalt, Ontario,
8. Kobaltnickelkies, Littfeld, Westfalen,
9. Kobaltnickelkies, Schwabengrube, Musen,
10. Zinnkies, St. Agnes, Cornval,
11. Bornit, Afrika,
12. Bornit, Butte, Montana,
13. Schwefelkies, U.S.A.,
14. Schwefelkies, Schweiz,
15. Eisenpyrit,
16. Wismutglanz, Brasilien,
17. Bleiglanz.

Die Mineralien wurden teils direkt in den Detektor geschraubt, teils in Stanniolpapier

gewickelt, oder auch mit einem Lot in Messingnäpfchen befestigt, je nachdem es sich vorteilhafter erwies. Überall wurde danach gestrebt, den Widerstand möglichst klein zu machen. Nur beim Wismutglanz gelang es trotz allem selbst bei 60 Volt nicht, einen Ausschlag zu erhalten.

Die Versuche.

Silberglanz und Silbersulfidpulver. Beide Materialien verhalten sich, wie die Untersuchung ergab, ganz gleich, so daß sie gemeinsam behandelt werden können. Schaltet man

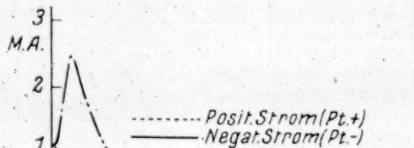


Fig. 1.

den positiven Strom ($Pt+$) ein, so erhält man gar keinen, bei höheren Spannungen nur einen sehr kleinen Ausschlag. Der negative Strom ($Pt-$) ist dagegen viel größer. Kommutiert man aber, nachdem $Pt-$ gewesen ist, so erhält man auch einen positiven Ausschlag, der jedoch sofort auf Null bzw. einen kleinen Wert zurücksinkt. Diese Vorgänge kann man beliebig oft wiederholen. Dabei zeigt es sich, daß auch der negative Ausschlag durch einen vorangegangenen positiven Strom begünstigt wird. Dieser Einfluß ist aber, den geringen positiven Stromstärken entsprechend, viel kleiner. Läßt man den negativen Strom längere Zeit hindurchfließen, so ändert sich dessen Stromstärke: sie steigt erst ein wenig, um nachher wieder zu fallen. Der Abfall des negativen Stromes tritt jedesmal in Erscheinung, unabhängig davon, ob der positive Strom vorher eingeschaltet gewesen war oder nicht. Ein Beispiel der Stromänderung mit der Zeit ist in der Fig. 1 wiedergegeben. Die positive Kurve ($Pt+$) konnte nicht beobachtet werden, da die Veränderung zu schnell vor sich geht. Die Veränderungen des negativen Stromes mit der Zeit sind bei verschiedenen Präparaten verschieden. Einmal verläuft der erste Aufstieg sehr schnell, so daß die Kurve gleich mit dem größten Wert beginnt. Das andere Mal wird das Maximum nur langsam erreicht. Auch der Abstieg kann schnell und auch langsam vor sich gehen, so daß das Maximum bald scharf ausgeprägt erscheint, bald wiederum sehr lang gezogen ist. Mannigfaltige Versuche mit verschiedenen und verschieden befestigten Präparaten haben ergeben, daß die Form der Kurve hauptsächlich durch die Art des Kontaktes, d. h. nicht des Platinkontaktes, sondern der Kontaktfläche bei der Befestigung des Materials im Detektor, bedingt wird. Sie ist steiler, wenn ein Silbersulfidzylinder direkt zwischen die Schrauben des Detektors eingepreßt wird, länger ausgezogen, wenn der Zylinder in Metallfolie gewickelt ist; und am längsten bei den in Messingnäpfchen gepreßten Pulvern. Bei dem hier (Fig. 1) angeführten Beispiel war der Kontakt kein besonders guter, da ein Silbersulfidzylinder nur ganz leicht in eine ringförmige Kupferfassung hineingedrückt worden war.

Da die Ausschläge beim Silbersulfid nicht konstant sind, ist es nicht leicht, eine Stromspannungskurve aufzunehmen. Man mag noch so schnell beobachten, stets ist nach einem negativen Strom der nachfolgende positive Ausschlag größer, als wenn diese zweite Ablesung zuerst erfolgt wäre. Daher wurden für die positiven Ausschläge die Werte genommen, auf die der Ausschlag zurückging: Derselbe Wert hätte sich ergeben, wenn keine negative Belastung vorausgegangen wäre. Beim negativen Ausschlag wurde gewartet, bis dieser den maximalen, meist länger andauernden Wert erreicht hatte, und dann dieser Ausschlag notiert.

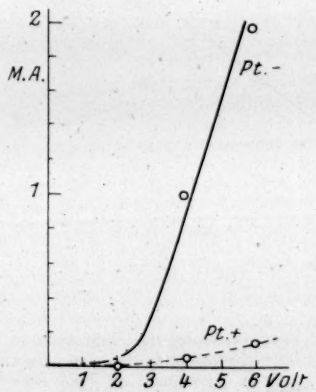


Fig. 2.

Auf diese Weise wurde die in Fig. 2 wiedergegebene Charakteristik erhalten; die Charakteristik von Silberglanz ist mit der von Silbersulfidpulvern (Fig. 2) identisch.

Wird ein Stück Silbersulfid zwischen zwei gleichgroße Elektroden gepreßt, so erhält man bei beiden Stromrichtungen Ausschläge, die langsam kleiner werden, und zwar beiderseits ganz gleichmäßig. Die Stromstärken sind in diesem Fall in beiden Richtungen gleich.

Weitere Versuche wurden angestellt, um den Einfluß des Druckes an der Kontaktstelle festzustellen. Dabei wurde folgendermaßen verfahren. Auf die Feder, welche den Platindraht enthielt, wurde ein Gewichtsstück gelegt; sollte ein anderes darauf gebracht werden, so wurde das erste etwas zurückgeschoben, dann das zweite Gewicht darauf gelegt, und dann das erste schließlich abgenommen. Auf diese Weise erreichte man es, daß ein und derselbe Punkt untersucht wurde. Ein Einfluß des Druckes konnte beim Silbersulfid nicht festgestellt werden, nur wurden die Ströme etwas stärker, weil die Berührung eine innigere war. Es zeigten sowohl der Silberglanz, als auch das gepreßte Silbersulfidpulver auch unter Druck das oben beschriebene Verhalten.

Eine Reihe von Versuchen wurden angestellt, um den Einfluß der Temperatur festzustellen. Zu dem Zweck wurde der ganze Apparat im elektrischen Ofen langsam erhitzt und der Strom von Zeit zu Zeit gemessen.

Tabelle I.

Ag_2S.

Spannung 0,6 Volt.
Stromstärke in M.A.

Temperatur	Negativer Strom	Positiver Strom
25° C	— 1,8	+ 2,5 fällt bis 0
58	— 2,2	+ 7,5 „ „ 0
83	— 3,5	+ 10 „ „ 0
94	— 5,8	+ 13 „ „ 0
114	— 11	+ 20 „ „ 0,5
173	— 17	+ 17 „ „ 1,3
182	— 17	+ 17
210	— 21	+ 21
145	— 13	+ 15 „ „ 0,3
114	— 8,4	+ 18 „ „ 0,2
78	— 5,9	+ 17 „ „ 0
25	— 2,3	+ 2,3 „ „ 0

Man ersieht aus der Tabelle I, daß die Ströme bei einer Temperatursteigerung stärker werden und daß die Unipolarität bei etwa 180° verschwindet. Beim Abkühlen verhalten sich positive und negative Ströme aber wieder ungleich.

Die beschriebenen Versuche legten die Vermutung nahe, daß wir es hier mit einer durch den Strom hervorgerufenen elektrolytischen Polarisation zu tun haben. Hierfür spricht besonders die Tatsache, daß es stets eine gewisse Zeit dauerte, bis die Polarisation sich ausbildete. Als einen zwingenden Beweis kann man den Versuch ansehen, bei dem das Stück Silbersulfid zwischen gleichgroße Elektroden gepreßt wurde: die Ströme nahmen auch mit der Zeit ab, zeigten aber keine Unipolarität mehr[1]). Die Erklärung für die obigen Betrachtungen folgt später. Zuvor sollen noch die Versuche mit den sich analog verhaltenden Präparaten behandelt werden.

Glanzkobalt, Kobaltnickelkies und Kobaltsulfidpulver. Der Widerstand dieser Stoffe ist groß. Um mit kleineren Spannungen auszukommen, wurde das Pulver daher in eine möglichst dünne Scheibe gepreßt. Von den Mineralien wurden kleine Stücke verwandt, die mit Lot in Messingnäpfchen befestigt wurden. Das Pulver zeigte ein Verhalten, das dem des Silbersulfids sehr ähnlich ist: große und beständige negative Ausschläge, positive Ausschläge nur nach vorhergegangener negativer Belastung. Die positiven Ausschläge beginnen unmittelbar nach dem Einschalten sofort wieder zu fallen, gehen jedoch nicht so stark in der Richtung auf Null zurück, wie dieses beim Silbersulfid der Fall war. Darin liegt aber auch der einzige Unterschied. Von einer gesonderten Behandlung wird daher abgesehen und auf die beim Silbersulfid gemachten Erklärungsversuche verwiesen. Glanzkobalt verhielt sich wie das Kobaltsulfidpulver, nur ging der positive Ausschlag noch weniger zurück; das Bevorzugen der negativen Stromrichtung war aber ganz deutlich ausgesprochen. Kobaltnickelkies zeigte keine Unipolarität, sondern gab stets konstante Ausschläge nach beiden Richtungen.

Zinnkies und Zinnsulfidpulver. Beide Stoffe zeichnen sich durch ihren besonders großen Widerstand aus. Trotzdem gelang es festzustellen, daß beim Zinnsulfidpulver der negative Ausschlag größer ist, der positive tritt nur nach vorhergehender Belastung auf und geht alsbald auf Null zurück. Das Zinnsulfidpulver gehört auch zum Typus Silbersulfid. Zinnkies zeigte keine Unipolarität.

Haloidsalze. Untersucht wurden PbJ_2, $PbCl_2$, AgJ, $AgCl$, KJ, CdJ_2. Von diesen Stoffen konnten nur mit AgJ größere Ströme erhalten werden. Bei KJ konnte noch ein dem AgJ ähnliches Verhalten festgestellt werden, die

1) Streintz und Wesely, Physik. Zeitschr. **21**, 321, 1920 haben am Silberglanz auch mit gleichgroßen Elektroden unipolares Verhalten beobachtet. Bei ihnen wird aber der Kristall — „wie ein Wagen zwischen Puffern" — von beiden Seiten mit losem Kontakt gehalten. Dadurch werden die Verhältnisse noch komplizierter. Jedenfalls spricht die Feststellung, daß bei nur einseitigem losem Kontakt die Wirkung verschwinde, sehr gegen ein unipolares Verhalten.

anderen isolierten bei den angewandten Spannungen vollkommen. Die Untersuchung beschränkte sich hauptsächlich auf AgJ. Dieses verhielt sich im wesentlichen identisch mit Ag_2S. Der negative Strom ist stets viel größer. Kommutiert man, nachdem die Pt—-Spitze negativ gewesen war, so erhält man anfangs einen großen positiven Strom, der aber sofort auf Null sinkt. Bei höheren Temperaturen werden die Stromgrößen von der Richtung unabhängig, wie die nachfolgende Tabelle zeigt.

Tabelle II.

AgJ.

Spannung 2 Volt.
Stromstärke in M.A.

Temperatur	Negativer Strom	Positiver Strom
25° C	— 0,7	+ 0,8 fällt bis 0
59	— 0,8	+ 0,7 „ „ 0
80	— 1,0	+ 1,0 „ „ 0
108	— 1,3	+ 1,0 „ „ 0,2
136	— 1,8	+ 1,3 „ „ 0,3
170	— 3,3	+ 1,7 „ „ 0,5
188	— 23	+ 23 „ „ 1,7
195	— 37	+ 37
204	— 37	+ 37
174	— 18	+ 18 „ „ 0,8
126	— 0,7	+ 0,7 „ „ 0,1
80	— 0,2	+ 0,2 „ „ 0

Da die Erscheinungen beim AgJ mit dem bei Ag_2S ausführlich mitgeteilten identisch sind, erübrigt sich eine weitere Beschreibung.

Es erhebt sich nun die Frage, wie die Beobachtungen zu erklären seien. Nach Tubandt[1]) leiten Ag_2S und AgJ bei Temperaturen über 180° elektrolytisch; dabei wandert nur das positive Ag-Ion. Daß auch bei gewöhnlicher Temperatur die Leitung eine elektrolytische ist, kann wohl mit Sicherheit angenommen werden. Um diese Tatsachen zu erklären, hat G. C. Schmidt[2]) die Hypothese aufgestellt, daß die Salze, wie solches für wässerige Lösungen bewiesen ist, aus größeren Komplexen bestehen, also z. B. Cadmiumjodid aus $(CdJ_2)_n$. Diese Komplexe zerfallen in $Cd+$ und $Cd_{n-1}J_{2n}^-$ und von denen wandert wegen seiner kleinen Masse nur das erste. Bei niederen Temperaturen haben wir ein festes Kristallgitter; der ganze Kristall bildet ein Molekül. Bei höheren Temperaturen zerfällt der Kristall in Molekularaggregate, die eventuell in Ionen dissoziieren. Je höher die Temperatur ist, um so stärker ist der Zerfall, und, indem sich aus jedem Molekularaggregat zwei Ionen bilden, nimmt die Leitfähigkeit stark zu.

Also hätten wir auch beim Silberjodid Aggregate $(AgJ)_n$, die in Ionen zu $Ag+$ und $Ag_{n-1}J_n^-$ dissoziieren. Auch diese Aggregate können bei Erhöhung der Temperatur in kleinere Molekularaggregate zerfallen, diese dissoziieren und die Zahl der Ionen nimmt stark zu.

Die Vorgänge im Detektor bei ungleichen Elektroden stellen sich nun auf Grund der Annahmen von G. C. Schmidt folgendermaßen dar. Ist die Spitze positiv geladen, so werden die positiven Ionen von ihr fortgetrieben, die die Spitze unmittelbar berührenden negativen Ionen geben ihre Ladung ab. Die entfernter liegenden können aber, da sie ja nicht wandern, überhaupt nicht zur Spitze gelangen. Dadurch entsteht an der Spitze ein Überschuß negativer Ladungen, durch den die positiven Ionen zurückgehalten werden — und der Strom sinkt auf Null. Ist die Spitze negativ geladen, so wandern die +-Ionen aus der ganzen Masse des Elektrolytes zur Spitze. Ihre Konzentration wächst hier also und eine dadurch hervorgerufene Polarisation kann den Strom schwächen. Da aber fortdauernd Ionen nachströmen können, kann der Strom wohl schwächer werden, aber er kann niemals auf Null herabsinken. Wird, nachdem die Spitze negativ geladen war, kommutiert, so wird die große Anzahl +-Ionen, die sich an der Spitze angesammelt hat, von ihr fortgetrieben und es fließt, so lange der Vorrat reicht, ein starker Strom. Er muß aber auf Null sinken, sobald alle überflüssigen +-Ionen fortgewandert sind und die daher auftretende negative Ladung ein weiteres Abwandern der +-Ionen verhindert. So findet das in Fig. 2 wiedergegebene Verhalten des Ag_2S, sowie AgJ, CoS und SnS seine Erklärung. Der anfängliche Anstieg erklärt sich wahrscheinlich aus der Stromwärme. Ist die Stromwärme auch gering, so ist doch die Stromdichte, besonders in unmittelbarer Nähe der Spitze, recht beträchtlich. Beim AgJ findet der Anstieg möglicherweise seine Erklärung durch ein geringes Abscheiden von Jod; dieses steigert, wie G. G. Schmidt[1]) und Bruhns[2]) bewiesen haben, die Leitfähigkeit von AgJ stark.

Wendet man als Elektroden größere Platten an, so hört die Unipolarität auf (vgl. S. 853). In diesem Fall ändert sich die Konzentration bei den kleinen benutzten Strömen nur sehr wenig und infolgedessen ist die Polarisation, welche die Unipolarität bedingt, klein.

Bleiglanz und Bleisulfidpulver. Der Bleiglanzkristall gab sehr unregelmäßige Resul-

1) Tubandt, Zeitschr. f. Elektrochemie **26**, 362, 1920.

2) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. **75**, 337, 1924; Zeitschr. f. Elektrochemie **30**, 440, 1924.

1) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. **75**, 357, 1924.

2) Bruhns, Diss. Münster 1925.

tate. In Punkten, die unmittelbar nebeneinander lagen und an denen äußerlich kein Unterschied zu erkennen war, kehrte sich der Strom um, was übrigens auch bereits von Székely[1]) und Huizinga[2]) beobachtet worden ist. In den

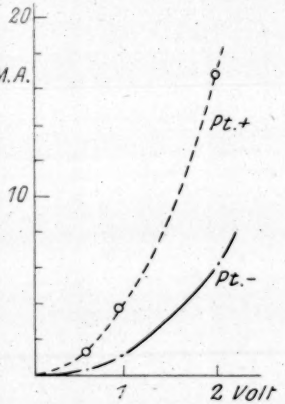


Fig. 3.

weitaus meisten Fällen war jedoch der positive Strom ($Pt+$) größer als der negative, so daß Székely[3]) dieses als das normale Verhalten des Kristalls bezeichnet. Beim Bleisulfidpulver waren die Resultate viel regelmäßiger, sonderbarerweise erwies sich hier stets der negative Strom als der größere. Dieser Gegensatz kommt in den für die beiden Stoffe typischen Charakteristiken (Fig. 3 u. 4) zum Ausdruck.

Zuerst wurde untersucht, ob beim gepreßten Bleisulfid der Detektor an Wirksamkeit verliert, wenn der lose Kontakt durch einen festen ersetzt wird, wie dies beim Bleiglanz seit langer Zeit schon bekannt ist. Zu diesem Zweck wurde, wie beim Bleisulfid, der Druck auf die Spitze vermehrt. Es zeigte sich ausnahmslos, daß der Strom von der Richtung unabhängig wird und sich proportional der Spannung verändert, sobald der Druck einen bestimmten Betrag erreicht hat. Hieraus geht mit Sicherheit hervor, daß nur die Oberflächenschicht die Unipolarität bedingt. Wurde die Pastille an einer Stelle graphitiert, so gehorchte sie auch dem Ohmschen Gesetz. Dies Resultat stimmt mit den Beobachtungen an Kristalldetektoren überein, daß ein Detektor, bei dem die Kristallfläche verkupfert oder platiniert ist, seine Gleichrichterwirkung einbüßt.

Weitere Versuche zeigten, daß zu starke Ströme einen Zusammenbruch des Detektors hervorrufen: auch in dieser Hinsicht verhielten sich der Kristall und die Pulver gleich. Allerdings konnte in einzelnen Fällen durch starke, aber nur sehr kurze Zeit dauernde Ströme die Unipolarität mancher Pulverpräparate auch gesteigert werden. Diese Wirkung einzelner starker Stromstöße war unabhängig von der Stromrichtung. Sie rührt von der Stromwärme her. Wie später gezeigt werden soll, können Bleisulfidpräparate unter bestimmten Verhältnissen gerade durch Erhitzen verbessert werden. — Es sei noch erwähnt, daß die unipolaren Eigenschaften bis zu Stromstärken von $6 \cdot 10^{-6}$ Amp. herab verfolgt werden konnten. Zu diesem Zweck wurde ein empfindliches Galvanometer $6 \cdot 10^{-8}$ Amp. pro S.T. verwendet.

Bei den Versuchen mit dem Bleisulfidpulver fiel es auf, daß verschiedene Präparate sich qualitativ wohl gleich, aber quantitativ recht verschieden verhielten; es konnte dies immerhin noch von Verunreinigungen herrühren. Daher wurden aus reinstem Ausgangsmaterial *PbS*-Pulver gefällt, sorgfältig gewaschen, im Trockenschrank bei etwa 120° getrocknet, dann gleichmäßig zerrieben, durchgesiebt und möglichst stark mit einem glattpolierten Stempel

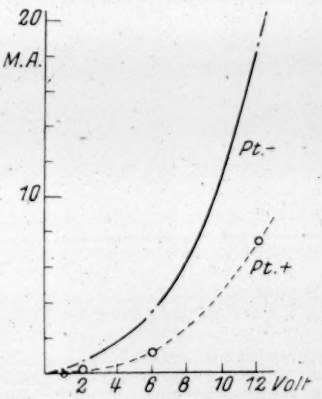


Fig. 4.

gepreßt. Man erhielt so ganz glatte, schwach spiegelnde Bleisulfidoberflächen, die auch ohne vorhergegangene Stromstöße eine größere Gleichrichterwirkung besaßen. Die Charakteristik eines solchen Präparates (Fig. 5) unterscheidet sich

1) Székely, l. c. S. 735.
2) Huizinga, l. c.
3) Székely, l. c. S. 741.

in bezug auf die Größe der Unipolarität nicht von der technischer Bleiglanzdetektoren, und in der Tat war das Präparat beim Hören in einer Empfangsanordnung zum mindesten einem gewöhnlichen Kristalldetektor gleichwertig. Gegen Strombelastung erwiesen sich die Präparate sogar weniger empfindlich als die Kristalle. Infolge der Gleichmäßigkeit der Oberfläche konnte bei den Bleisulfidpräparaten auch eine viel gleichmäßigere Wirkungsweise als bei den Kristallen erzielt werden. Wenn die Präparate aber aus verschiedenen Fällungen herrührten, ergaben sich allerdings noch beträchtliche Unterschiede. Diese konnten jedoch nicht mehr auf Verunreinigungen beruhen, da das Ausgangsmaterial

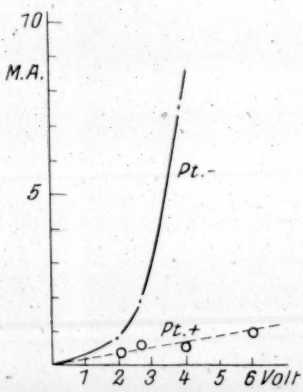


Fig. 5.

ja in allen Fällen das gleiche war. Wie aus dem Folgenden hervorgehen wird, wurden die Unterschiede durch verschieden starke Erwärmung beim Trocknen verursacht.

Es war bereits erwähnt worden, daß ein Präparat von geringer Unipolarität stellenweise durch starke Ströme verbessert werden kann. Um die elektrolytische und thermische Wirkung des Stromes zu trennen, wurde nun zuerst untersucht, wie sich die Bleisulfidpräparate bei länger dauernder Belastung mit schwachem Strom, also Ausschaltung der Erwärmung, verhalten. Über das Verhalten der Kristalle in dieser Hinsicht lag bereits ein reichhaltiges Beobachtungsmaterial vor[1]). Es wurde also bei einem Bleisulfidpräparat zunächst an einer Stelle eine Stromspannungskurve aufgenommen, dann 3 Minuten mit Strom belastet und dann die Kurve abermals aufgenommen. Bei einer Belastung des Kontaktes mit schwachem negativen Strom ($Pt-$) wurde stets dasselbe Verhalten beobachtet, für das in der Tabelle III ein typisches Beispiel angeführt sein möge.

Tabelle III.

Spannung in Volt.
Negativer Strom in M.A.
Positiver Strom in M.A.

Vor der Belastung			Nach der Belastung		
1	2	4	1	2	4
— 0,55	— 1,2	— 4,0	— 0,32	— 0,97	— 3,5
+ 0,05	+ 0,25	+ 1,1	+ 0,12	+ 0,33	+ 1,2

Wie man sieht, ist der negative Ausschlag, nachdem ein Strom von 1,2 Milliamp. innerhalb 3 Minuten hindurchgegangen war, kleiner geworden, der positive größer. Die allmähliche Abnahme des negativen Ausschlages mit der Zeit konnte während des Stromdurchganges verfolgt werden. Alle Veränderungen sind sehr gering. Bei einer Belastung mit positivem Strom tritt das entgegengesetzte Verhalten ein: der positive Ausschlag wird kleiner, der negative etwas größer. Die Unipolarität ist also nach der Belastung etwas gewachsen. Bei der positiven Belastung treten aber die Vorgänge nicht so regelmäßig auf, wie bei der negativen, insbesondere bleibt das Fallen des positiven Stromes oft aus. Das ganze Verhalten deutet auf den Einfluß einer geringen langsam entstehenden Polarisation hin, die den Haupteffekt, die Unipolarität, überlagert. Kurz zusammengefaßt hat sich also ergeben: ein negativer Strom ($Pt-$) verschlechtert die gleichrichtende Wirkung des Bleisulfiddetektors, ein positiver Strom ($Pt+$) verbessert sie. Bei Székely[1]) gilt allerdings das Entgegengesetzte: der positive Strom, vom Graphit (statt Platin) durch das Innere des Detektors zum Bleiglanz, verschlechtert, und der negative Strom verbessert. Da aber beim Bleiglanz auch die Detektorwirkung das entgegengesetzte Vorzeichen hat, liegt hierin gerade die Übereinstimmung. Es wird also bei beiden, sowohl beim Pulver, als auch bei dem Kristall, die Gleichrichterwirkung von einer geringen Polarisation überlagert.

Die Erscheinungen werden aber dadurch noch verwickelter, daß sowohl beim Bleiglanz, als auch bei den Pulvern „Schleifencharakteristiken“ auftreten. Man versteht hierunter die Tatsache, daß die Unipolarität das Vorzeichen beim Übergang von schwächeren zu stärkeren Strömen ändert. In einem solchen Fall kreuzen die positiven und negativen Äste der Strom-

1) Székely, l. c. S. 746.

1) Székely, l. c., S. 747.

spannungskurven einander, wie die Fig. 6 zeigt. Die ausgezogene Kurve entspricht dem negativen Strom, die unterbrochene dem positiven. Von der strichpunktierten Kurve wird später die

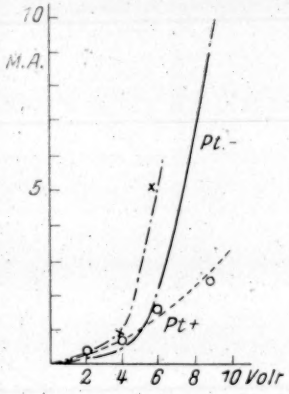


Fig. 6.

Rede sein. Es galt nun zunächst eine Erklärung für diese Schleifencharakteristiken zu erhalten, um ein Mittel zu finden, diese störende Komplikation zu beseitigen. Wie es sich erwies, wird sie durch eine Feuchtigkeitsschicht verursacht. Beim Aufnehmen der vielen Charakteristiken war es aufgefallen, daß im Fall einer Schleifencharakteristik die Ausschläge, besonders die negativen, im ersten Augenblick stark zurückgehen, während dies sonst beim Bleisulfidpulver nur selten und in viel geringerem Maße vorkam. Notierte man die Werte, auf die der Ausschlag zurückging, so erhielt man die ausgezogene Kurve (Fig. 6). Beobachtet man dagegen möglichst schnell die anfänglichen Werte der negativen Ausschläge, so erhielt man die mit Kreisen bezeichneten Punkte, die zusammen die strichpunktierte Kurve ergeben. Dieses Verhalten deutet auf eine sofort nach dem Stromschluß einsetzende bedeutendere Polarisation hin. Durch die entstehende Polarisations-Zusatzspannung wird die negative Kurve etwa um 1,5 Volt nach rechts verschoben. Die Punkte $2V$ und $4V$ der strichpunktierten Kurve müssen sicher noch etwas höher liegen: während der Ablesung hatte die Wirkung der Polarisation bereits begonnen. Diesem Verhalten der negativen Ausschläge würde ein Steigen der positiven Werte und eine Verschiebung der positiven Kurve nach links entsprechen, was auch in der Tat beobachtet wird. Der Gedanke, daß es sich hierbei um einen elektrolytischen Vorgang in einer Flüssigkeitsschicht handeln müsse, wurde durch folgende Beobachtungen nahegelegt: Beim ersten Anlegen einer Spannung von 6 Volt wurden z. B. in einem Fall die Ausschläge -2, $+5$ S.T. abgelesen, also der positive Strom war größer; dann wurden 9 Volt angelegt und -25, $+12$ abgelesen. Wurde nun erneut 6 Volt eingeschaltet, so erhielt man die Ausschläge -8, $+5$, also jetzt einen größeren negativen Strom. Nur die Belastung mit stärkerem Strom (bei 9 Volt) konnte diese Veränderung hervorgerufen haben. Da dieselbe Wirkung außerdem von Strömen beider Richtungen in gleicher Weise ausgelöst wurde, lag es nahe, an das Verdampfen einer Feuchtigkeitshaut durch die Stromwärme zu denken. Selbstverständlich wird die Kontaktstelle durch jegliche, auch kleinere Ströme in dieser Weise beeinflußt, und dies ist wohl auch der Grund, weshalb sich mitunter Kurven, wie die in der Fig. 7 gezeichneten, ergeben. Hierbei ist von kleineren Spannungen beginnend, bei jedes maligem Kommutieren zu höheren Spannungen übergegangen worden. Bei $+6$ Volt ist die Feuchtigkeitsschicht scheinbar noch vorhanden gewesen, bei -6 Volt dagegen nicht mehr. Daher erhalten wir eine beginnende Schleife, die in eine normale Charakteristik übergeht.

Ein direkter Beweis dafür, daß die Annahme einer Feuchtigkeitsschicht richtig ist,

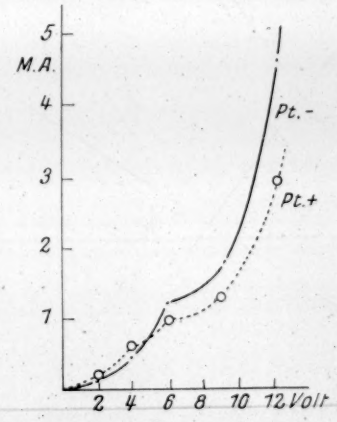


Fig. 7.

konnte durch eine Untersuchung von Präparaten im geschlossenen Raum bei abwechselndem Hindurchleiten feuchter und trockener Luft erbracht werden. Das Präparat zeigte anfänglich

eine Schleifencharakteristik, wie die in Fig. 6. Dann wurde evakuiert und langsam durch $CaCl_2$, H_2SO_4 und P_2O_5 getrocknete Luft hineingeleitet. In dieser stand das Präparat ungefähr 12 Stunden: die Schleife war verschwunden, desgleichen das Sinken der negativen Ausschläge. Nun wurde wieder feuchte Luft angewandt, und nach 2 Stunden erscheint abermals die Schleifencharakteristik. Somit erweisen sich zur Erklärung der Schleifencharakteristiken die Annahmen von Székely und Huizinga verwendbar, während sie, wie bereits (S. 850) ausgeführt, zur Erklärung der gesamten Detektorwirkung, meines Erachtens, nicht ausreichten. Es konnte noch gefragt werden, ob die Feuchtigkeit sich nur an der Oberfläche befinde, oder vielleicht das ganze Präparat durchsetzte. Um diese Frage zu entscheiden galt es, die Oberfläche in einem völlig trockenen Raum zu entfernen.

Zu dem Zweck wurde der in Fig. 8 abgebildete Apparat benutzt. In ein zylindrisches

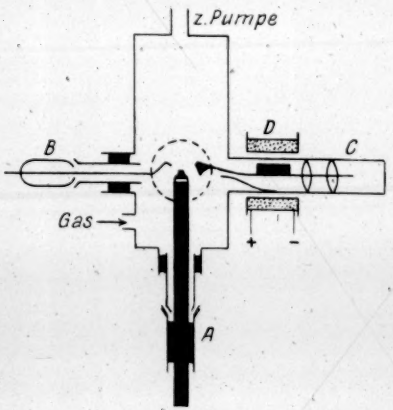


Fig. 8.

Gefäß aus Blech mündeten 7 Ansatzrohre: 2 zur Gaszuführung, 2 mit Schliffen zur Stromzuführung A und B, 2 mit Fenstern zur Beobachtung des Kontaktes und ein Ansatzrohr für den Schabemechanismus. Der eine Schliff (A) trug ein 1 cm dickes Kupferrohr, an dessen Ende das Präparat mit Lot befestigt wurde. Beim Drehen des Schliffes kamen immer neue Stellen der Oberfläche zur Kontaktbildung. Der andere Schliff (B), dessen Achse nicht durch das Präparat ging, enthielt die Detektorspitze aus Platin. Beim Drehen des Schliffes wurde die Spitze gehoben und das Präparat war dann frei zum Schaben. Das Schaben erfolgte mit einem Dreikantprisma aus Stahl, das an einem Ende eines Messingstabes befestigt war. Am anderen Ende des Stabes war die Führung und in der Mitte des Stabes ein Stück Eisen angebracht. Dieses konnte durch Bewegen der stromdurchflossenen Spule hin und her bewegt werden. Eine Feder regulierte das Auftreffen des Prismas auf das Präparat.

In diesen Apparat wurde ein Präparat gebracht, das die typische Schleifencharakteristik zeigte; nachdem man die Oberflächenschicht durch Schaben entfernt hatte, war die Schleife vollständig verschwunden, ein Beweis, daß sich die Feuchtigkeitsschicht nur an der Oberfläche befindet. Der folgende Versuch bestätigt dies Ergebnis. Ein Präparat mit Schleifencharakteristik wurde in einen trockenen Raum gebracht — es verlor dann nach einiger Zeit diese Eigentümlichkeit; ein zweites wurde in der Zimmerluft aufbewahrt: es behielt seine Schleifencharakteristik unverändert bei. Dieses letzte Präparat wurde nun zerstoßen, im Trockenschrank getrocknet und wieder gepreßt: die Schleife war aus der Charakteristik verschwunden. Dasselbe wurde dann bei anderen Präparaten auch durch Trocknen des fertigen Präparates im Trockenschrank erreicht.

Die Schleifencharakteristik hat also mit der eigentlichen Detektorwirkung nichts zu tun. Das geht schon mit Sicherheit daraus hervor, daß das PbS-Pulver an sich keine oder nur eine ganz geringe Polarisation aufweist. Da die Ursache der Schleifencharakteristik aufgefunden war, wurden im folgenden nur ganz trockene Präparate, die diese Eigentümlichkeit nicht zeigten, untersucht.

Bei Anstellung der Versuche war es aufgefallen, daß die Präparate, welche bei höherer Temperatur, z. B. durch Erhitzen über einer Flamme, getrocknet waren, sich anders verhielten, als die, welche nur durch P_2O_5 getrocknet waren. Es galt also jetzt die Veränderungen, die durch das Erhitzen verursacht werden, von denen, die durch das Trocknen hervorgerufen werden, zu isolieren. Da die gefällten Pulver beim Trocknen bereits erwärmt worden waren, wurden jetzt Bleiglanzkristalle zerstoßen, im Mörser zu feinem Pulver zerrieben und gepreßt. Eine Reihe so hergestellter Präparate zeigten alle ein in bezug auf die Stromrichtung fast indifferentes Verhalten, d. h. die Unipolarität des Kristalls war verschwunden. Gerade solche indifferente Präparate waren zur Untersuchung des Wärmeeinflusses sehr geeignet. Sie wurden verschiedenen Behandlungen unterworfen: teils erwärmt, teils in P_2O_5 getrocknet; einige Präparate wurden zur Kontrolle

unbehandelt gelassen. Die Untersuchung ergab, daß nur die erwärmten Präparate eine starke Gleichrichterwirkung gewonnen hatten, und zwar wurde, wie beim gefällten Bleisulfidpulver, der negative Strom besser hindurchgelassen. Alle anderen Präparate zeigten keine wesentlichen Veränderungen. Auch sie konnten aber durch Erwärmen in stark unipolar wirkende Präparate verwandelt werden. Nachdem so der Einfluß einer bloßen Erwärmung als zu Recht bestehend erkannt worden war, wurde dazu geschritten, diesen Einfluß bei einer allmählichen Erwärmung im elektrischen Ofen näher zu untersuchen. Zuerst wurden die erwähnten Präparate aus zerpulvertem und nachher wieder gepreßtem Bleiglanz vorgenommen.

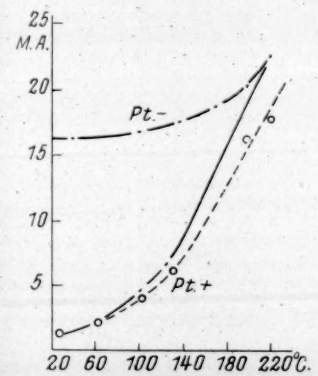


Fig. 9.

Ihr Verhalten bei steigender Temperatur ist aus den beigefügten Kurven (Fig. 9) ersichtlich. Zuerst steigt die Stromstärke in beiden Richtungen gleicherweise an, so daß bis 140° keine Unipolarität zu bemerken ist; dann nimmt der negative Strom mehr zu als der positive. Bei der Abkühlung bleiben die starken negativen Ströme bestehen (in der Figur durch —·—·—· gekennzeichnet), während die positiven Ströme dieselben sind, wie beim Aufstieg. Der absteigende Ast der positiven Stromstärken ist daher in der Figur gar nicht gesondert aufgenommen worden.

Man erkannte also erstens, daß von etwa 150° an Veränderungen[1]) stattfinden müssen, welche eine Unipolarität in dem vorher indifferenten Präparat hervorrufen, und, zweitens, daß die so entstandene Unipolarität auch nach der Abkühlung bestehen bleibt. Es liegt nahe, diese Veränderung als mit der identisch anzunehmen, welche Streintz[1]) bei der Beobachtung des Widerstandes von Bleiglanz gefunden hat: er schließt aus seinen Versuchen auf die Entstehung einer metastabilen Modifikation des Bleisulfides. Dabei fand Streintz, daß die Umwandlung nach viermaligem Erwärmen auf 220° beendet war, und weiter keine Änderungen mehr eintraten. Auch bei meinen Untersuchungen erhielt ich nach 2 oder 3 vorhergegangenen Erwärmungen keine Veränderungen mehr. Um nachzuweisen, daß die Erwärmung bis zu einer Temperatur von ca. 150° wesentlich sei, wurde noch folgendermaßen verfahren. Von 8 in ganz gleicher Weise hergestellten Präparaten wurde nach einem bestimmten Temperaturintervall immer wieder eins aus dem Ofen herausgenommen. Erst von höheren (ca. 150°) Temperaturen an kamen beträchtlichere Werte der Unipolarität vor. Die Präparate zeigten, nach einer Woche wieder geprüft, dasselbe Resultat.

Auch Bleiglanzkristalle wurden in derselben Art und Weise untersucht. Während aber mit den gepreßten Präparaten in verschiedenen Fällen, wenn auch nicht ganz gleiche, so doch ähnliche Kurven erhalten wurden, waren die Variationen des Kontaktes am Kristall so stark, daß keine regelmäßigen Änderungen der Stromstärke mit der Temperatur beobachtet werden konnten. Bei der Untersuchung mehrerer Punkte vor und nach der Erwärmung wurde festgestellt, daß eine Veränderung der Oberfläche jedenfalls stattgefunden hatte. Vor der Erwärmung zeigte der Kristall fast durchweg die ihm eigentümliche Unipolarität: der positive Strom war größer; nach der Erwärmung war sein Verhalten von Stelle zu Stelle verschieden, dabei wurden auch, besonders an sichtbar aufgeplatzten Stellen, hohe Beträge der entgegengesetzten Unipolarität festgestellt: der negative Strom überwog bedeutend den positiven. An diesen Stellen verhielt sich der Kristall jetzt also so, wie das von ihm stammende, gepreßte und erhitzte Pulver, desgl. wie die gefällten und erhitzten Pulver. Eine besondere Besprechung der gefällten Pulver beim Erhitzen erübrigt sich, da diese sich nicht wesentlich von den aus Bleiglanzpulver gepreßten Präparaten unterscheiden. Waren sie bei 40° getrocknet worden, so ließen sie den Strom in beiden Richtungen gleich gut durch; beim Erwärmen über 150° trat dann die Unipolarität auf. Die hohen Unipolaritätsbeträge waren an die glatte spiegelnde Oberfläche der Präparate gebunden.

1) James erwähnt in einem Aufsatz (Phil. Mag. **49**, 681, 1925), den ich erst nach dem Abschluß meiner Arbeit gelesen habe, auch diesen Umwandlungspunkt.

1) Streintz, Ann. d. Phys. **9**, 877, 1902.

In bestem Einklang mit diesen Versuchen steht noch folgende Beobachtung an Bleisulfid, das durch Vermischen von geschmolzenem Schwefel und erhitztem Blei, also bei hoher Temperatur, dargestellt wurde. Die Präparate zeigten, im Detektor befestigt, sofort eine beträchtliche Unipolarität. Wie bei den aus gefälltem Pulver und aus Bleiglanzpulver hergestellten Präparaten wurde der negative Strom bevorzugt.

Es galt jetzt noch festzustellen, ob sich nicht vielleicht an der Oberfläche der Kristalle und Pulver eine besondere Schicht, welche die Unipolarität hervorruft, befinde. Zu diesem Zweck wurde ein Bleiglanzkristall mit Hilfe des oben beschriebenen Schabeapparats in trockenem N_2 geschabt und von Zeit zu Zeit untersucht. Nach häufigem Schaben (mehrere 100 mal) war jedoch keine Änderung mit Sicherheit wahrzunehmen. Als viele 1000 mal geschabt worden war, erschien die Unipolarität kleiner; doch konnte dieses Resultat nur aus Messungen über viele Punkte erschlossen werden, da die einzelnen Beobachtungen, wie wiederholt mitgeteilt, beim Bleiglanz sehr unregelmäßig sind. Da sich diese Änderung auf das Aufrauhen der Oberfläche zurückführen läßt[1]), kann man schließen, daß auf trockenen Bleiglanzkristallen jedenfalls keine besondere Schicht vorhanden ist, welche die Unipolarität hervorruft. Eine solche müßte ja schon nach ein paar Schabungen entfernt sein.

Beim erhitzten PbS-Pulver ergab sich das nämliche: hier waren die Resultate besonders sicher, da die Oberfläche von vorneherein glatt war. Die Ränder und Flächen des Präparats konnten mit einer Feile so geformt werden, daß das Stahlprisma des Schabeapparats auf der ganzen Fläche faßte. Auch der geringeren Härte wegen ließen sie sich besser als der Kristall schaben.

Diese Ergebnisse stehen mit den Beobachtungen in Einklang, daß auch an den Spaltflächen eines soeben gespaltenen Bleiglanzkristalles die Unipolarität sofort auftritt: eine chemische Umsetzung kann in der kurzen Zeit zwischen dem Spalten und der Anstellung des Versuches nicht erfolgt sein.

Diese Feststellungen waren um so mehr von Wert, als dünne Schichten von Bleisulfat und auch Bleioxyd Unipolaritätserscheinungen hervorzurufen imstande sind. Man kann auf einer frischen Bleifläche mit einem Tropfen Schwefelsäure eine dünne Sulfatschicht erzeugen. Im Detektor beachtet man mit dem so präparierten Blei folgendes eigenartige Verhalten. Bei kleinen Spannungen fließt kein Strom, da die Schicht isoliert. Geht man aber mit der Spannung langsam in die Höhe, so kommt man zu Strömen, die kurz vor dem Durchschlagen der Schicht auftreten. Während dieses Übergangsstadiums konnten bei schnellem Kommutieren in Abhängigkeit von der Stromrichtung verschieden große Ausschläge, also unipolares Verhalten, beobachtet werden. Dabei ließ $PbSO_4$ den positiven Strom leichter hindurch, die anderen Sulfate dagegen den negativen.

Trotz der scheinbaren Übereinstimmung zwischen $PbSO_4$ und dem Bleiglanz, haben diese Schichten jedenfalls mit der eigentlichen Detektorwirkung nichts zu tun: Wenn sie eine Rolle spielen würden, müßte doch auch das PbS-Pulver den positiven Strom bevorzugen, während tatsächlich das Entgegengesetzte der Fall ist. Sogar Präparate, denen künstlich vor dem Pressen $PbSO_4$-Pulver beigemischt worden war, verhielten sich, wie reines PbS, vorausgesetzt daß der $PbSO_4$-Gehalt nicht zu groß (über 12 Proz.) war. Auch eine Oxydation zu PbO während des Erhitzens, kann nicht die Ursache der Detektorwirkung sein. Wurde nämlich ein indifferentes PbS-Präparat in N_2 erhitzt, so trat die Unipolarität ganz ebenso auf, wie beim Erhitzen in Luft.

Ja es konnte nachgewiesen werden, daß durch stundenlanges Stehen in Luft bei 300° die Gleichrichterwirkung wieder vernichtet wurde, da das Präparat sich mit einer isolierenden Schicht, wohl PbO, überzog. In N_2 trat dieses nicht ein. Dadurch ist es bewiesen, daß gerade durch Oxydation die Unipolarität vernichtet wird; sie kann also in keinem Fall durch Oxydationsvorgänge erzeugt werden.

Fassen wir die Ergebnisse dieses Abschnittes kurz zusammen:

1. Die Schleifencharakteristiken werden durch eine Polarisation in einer oberflächlichen Feuchtigkeitsschicht hervorgerufen. Verschwindet diese, so verschwindet auch die Schleife aus der Charakteristik des Bleisulfids.
2. Die eigentliche Detektorwirkung kann nicht auf eine Polarisation zurückgeführt werden.
3. Gepulverter Bleiglanz und gefälltes Bleisulfid lassen nach dem Pressen den Strom in beiden Richtungen gleich gut durch und gehorchen dem Ohmschen Gesetz.
4. Werden diese Präparate auf über 150° erhitzt, so tritt eine starke Unipolarität auf.
5. Die Unipolarität rührt nicht daher, daß sich eine oberflächliche Schicht von $PbSO_4$ bzw. PbO bildet.
6. Die Unipolarität ist überhaupt nicht an eine oberflächliche Schicht gebunden.

1) Daß das Aufrauhen der Oberfläche die Gleichrichterwirkung stark beeinflußt, hat Thieme (Physik. Zeitschr. 17, 615, 1916) gezeigt.

Tabelle IV.

Kristalle		Pulver		Sulfate		Oxyde	
Bleiglanz	$+>$	PbS unter 100°	$\pm =$	$PbSO_4$	$+>$	PbO	$+>$
" gepulv.	$\pm =$	PbS über 150°	$->$				
" " über 150°	$->$	PbS aus geschm. $Pb+S$	$->$				
Schwefelkies	$+>$	FeS	$->$	Fe_2SO_4	$\pm =$	Fe_2O_3	$\pm =$
Pyrit	$+>$						
Silberglanz	$->$	Ag_2S	$->$	Ag_2SO_4	$->$	AgI	$->$
Glanzkobalt	$->$	CoS	$->$	$CoSO_4$	$->$		
Zinnkies	$\pm =$	SnS	$->$	$SnSO_4$	$->$		
Kupferglanz	$\pm =$	CuS	$\pm =$	$CuSO_4$	$\pm =$		
Kupferkies Moonto	$->$	CuS geschm.	$->$				
Kupferkies Siegen	$+>$						
Wismutglanz: Kein Ausschlag		Bi_2S_3	$->$				

Auf Grund der bisher aufgestellten Hypothesen können die Erscheinungen nicht erklärt werden. Offenbar sind Thermokräfte oder elektrolytische Polarisation nicht die Ursache; ebenso wenig kann die Annahme, daß die Oberflächenschicht aus einem Halbleiter bestehe, aufrecht erhalten werden. Da noch Versuche im Gange sind, soll vorläufig keine neue Hypothese aufgestellt werden. Nur auf einen Umstand sei kurz hingewiesen. Bekanntlich geben reine polierte Kupfer- oder Silberflächen keine Detektorwirkung. Wird dagegen Kupfer mit Silber zu einer Legierung mittlerer Konzentration zusammengeschmolzen, so ist nach Thieme[1]) die Wirkung sehr groß. Es entstehen beim Schmelzen zwei Gemenge heterogener Metallarten, nämlich solche von schwach silberhaltigem Kupfer und solche von schwach kupferhaltigem Silber; sie bilden keine eigentlichen Mischkristalle. Eine starke Wirkung tritt ferner bei Mischkristallen von *Cu* und *Ni* auf. Beim Bleiglanz haben wir es wahrscheinlich auch mit zwei Modifikationen zu tun, die miteinander im Gleichgewicht stehen. Die Analogie liegt auf der Hand.

Schwefelkies, Eisenpyrit und Eisensulfidpulver. In diesem Fall stimmen die Mineralien und das Pulver nicht überein. Ganz wie beim Bleiglanz und Bleisulfid, leitet das Pulver den negativen Strom besser, die Mineralien dagegen den positiven. Von einer näheren Untersuchung der hier obwaltenden Umstände ist in dieser Arbeit abgesehen worden.

Kupferglanz, Kupferkies, Bornit und Kupfersulfidpulver. Das allgemeine Verhalten der Mineralien und des Pulvers ist das gleiche: der elektrische Strom wird in beiden Richtungen gleich gut hindurchgelassen und es gilt das Ohmsche Gesetz. Wir haben es also hier mit rein metallischer Leitung zu tun. Im Einklang damit ist der Widerstand sowohl der Mineralien, als auch des Pulvers außerordentlich gering. Neben diesem in der überwiegenden Zahl voh Fällen anzutreffenden Verhalten kommen vereinzelt Stellen vor, auf denen die Ausschläge nach beiden Richtungen hin nicht ganz gleiche sind. Solche Stellen mit einer geringen Gleichrichterwirkung wurden beim Kupferkies aus Moonto angetroffen: der negative Strom ($Pt-$) wird bevorzugt. Beim Kupferkies aus Siegen dagegen bestand, wenn man alle Beobachtungen übersieht, mehr die Neigung, den positiven Strom ($Pt+$) besser hindurchzulassen. Bei den Pulvern und den Kupferglanzmineralien kamen die kleinen Unterschiede gleich oft in der einen, wie in der anderen Richtung vor. Sie werden wohl durch zufällige Nebenumstände bedingt sein, denen vorerst keine Bedeutung zugesprochen werden kann. Es gelang aber beim Schmelzen von Kupfersulfidpulver ein Produkt zu erhalten, das eine große Unipolarität besitzt. Sie ist der des Kupferkieses aus Moonto gleichgerichtet und nur viel ausgeprägter als bei diesem. Das Präparat konnte zum Hörempfang benutzt werden.

Wismutglanz und Wismutsulfidpulver. Der große Widerstand dieser Stoffe vereitelte eine nähere Untersuchung ihres Verhaltens. Nur beim Pulver gelang es nach vielfachen mißlungenen Versuchen endlich ein Präparat zu pressen, das bei 54 Volt einen kleinen Ausschlag gab. Das Pulver schien, soweit man beurteilen konnte, sich in seinem Verhalten den übrigen Pulvern anzuschließen, denn es gab einen etwas größeren negativen Ausschlag. Beim Wismutglanz gelang es überhaupt nicht, einen Ausschlag zu bekommen.

Die Gesamtheit der Resultate stellen wir in der obenstehenden Tabelle IV übersichtlich zu

[1]) Thieme, Physik. Zeitschr. **17**, 615, 1916.

sammen. Die Bedeutung der Angaben $-\!>$; $+\!>$ und $\pm =$ ist aus dem Text wohl ohne besondere Erläuterung verständlich.

Zusammenfassung.

1. Es werden künstliche Detektoren, hauptsächlich bestehend aus gefällten und gepreßten Metallsulfiden, hergestellt und mit natürlichen Kristallen verglichen.
2. Silberglanz und gepreßtes Silbersulfidpulver leiten elektrolytisch; die Unipolarität wird durch die Polarisation bedingt. Ebenso verhalten sich Glanzkobalt, und Kobaltsulfidpulver, ferner Zinnsulfidpulver.
3. Von den Haloidsalzen leitet das AgI am besten; die Leitfähigkeit ist eine elektrolytische und es ist auch hier wieder die Polarisation die Ursache der Unipolarität.
4. Die Schleifencharakteristiken beim Bleiglanz und gepreßten PbS-Pulver werden durch eine Polarisation in einer oberflächlichen Feuchtigkeitsschicht hervorgerufen.
5. Die eigentliche Detektorwirkung kann nicht auf eine Polarisation zurückgeführt werden.
6. Gepulverter Bleiglanz und gefälltes Bleisulfid lassen nach dem Pressen den Strom in beiden Richtungen gleich gut durch und gehorchen dem Ohmschen Gesetz.
7. Werden diese Präparate auf über 150° erhitzt, so tritt eine starke Unipolarität auf.
8. Die Unipolarität rührt nicht daher, daß sich eine oberflächliche Schicht von $PbSO_4$ bzw. PbO bildet.
9. Die Unipolarität ist überhaupt nicht an eine oberflächliche Schicht gebunden.
10. Bleiglanzkristalle leiten den Strom besser, wenn die Platinspitze $+$ ist: werden dieselben gepulvert und auf über 150° erhitzt, oder verwendet man gefälltes Bleisulfid, das auf über 150° erhitzt ist, so ist die Leitfähigkeit größer, wenn die Platinspitze — ist.
11. Schwefelkies, Eisenpyrit und Eisensulfid verhalten sich wie Bleiglanz und Bleisulfid.
12. Kupferglanz, Kupferkies, Bornit und Kupfersulfidpulver gehorchen dem Ohmschen Gesetz.
13. Bei Wismutglanz und Wismutsulfidpulver ist der Widerstand so groß, daß die Präparate auf ihre Detektorwirkung nicht untersucht werden konnten.

Zum Schluß sei es mir noch gestattet Herrn Geheimrat G. C. Schmidt, auf dessen Anregung und in dessen Institut in Münster diese Arbeit ausgeführt worden ist, ganz besonders zu danken.

(Eingegangen 3. Oktober 1925.)

Adsorptionswärme und Grenzflächenspannung.

Von H. Cassel.

In einer kürzlich erschienenen Mitteilung von B. Iliin[1]) wird ohne weitere Ableitung die Behauptung aufgestellt, die Adsorptionswärme sei gleich der mit der Adsorption verknüpften Erniedrigung der Oberflächenspannung[2]). Hierfür wird empirisches Material älterer Beobachter beigebracht, das einen überraschend guten Beweis zu liefern scheint. Nimmt man jene Behauptung als richtig hin, so ist die widersinnige Folgerung unvermeidlich, daß bei kleinen Konzentrationen die molare Adsorptionswärme aller Stoffe an allen Adsorbentien denselben Betrag $= RT$ hat.

Die Beziehung zwischen der Adsorptionswärme und der Oberflächenspannung ist durch die Thermodynamik eindeutig und erschöpfend umschrieben und muß natürlich den Temperaturkoeffizienten der freien Oberflächenenergie enthalten. Im folgenden soll der Zusammenhang zwischen den Zustandparametern und der Adsorptionswärme in einfacher Weise hergeleitet werden, wobei die von Freundlich[3]) eingeführten Größen der „integralen", „isosteren", „isobaren" und „differentialen" Adsorptionswärme in ihrem Verhältnis zueinander klar zutage treten.

I. U_a sei die gesamte Energie eines Systems, das aus einer bestimmten Menge Adsorbens mit der Oberfläche Ω besteht, auf welcher ein Mol eines anderen Stoffes adsorbiert ist. U_g sei der Energieinhalt dieser Substanz im Gaszustand, U_f derjenige, der vom Adsorbierten befreiten Menge des reinen Adsorbens.

Vollzieht sich die Adsorption ohne äußere Arbeitsleistung, z. B. wenn innerhalb eines Kalorimeters vorher im Vakuum entgaste Kohle mit einem abgeschlossenen Gasvolumen in Berührung kommt, so ist die meßbare Wärmetönung dieses irreversiblen Vorganges

$$U = U_f + U_g - U_a. \qquad (1)$$

Diese Größe entspricht der „integralen" Adsorptionswärme. Sie muß im allgemeinen als von Ω abhängig gelten, doch zeigt die Erfahrung, daß in vielen Fällen der Einfluß von Ω klein ist.

II. Wir betrachten nunmehr reversible Adsorptionsvorgänge. Ein Gas unter dem Druck P stehe im Gleichgewicht mit einem Adsorbens,

1) B. Iliin, Physik. Zeitschr. **26**, 497, 1925; Zeitschr. f. phys. Chem. **107**, 145, 1923 u. Zeitschr. f. Phys. **33**, 435, 1925; vgl. auch W. Tarasow, Physik. Zeitschr. **25**, 369, 1924.

2) Die Anregung zu der vorliegenden Mitteilung verdanke ich Herrn M. Volmer, der mich gesprächsweise auf die Fehlerhaftigkeit der Iliinschen Arbeit aufmerksam machte.

3) Freundlich, Kapillarchemie S. 181, 1922.

auf welchem das Adsorbierte die Flächendichte $\eta = \frac{1}{\Omega}$ hat. Ein Mol desselben trete ohne Änderung des Druckes isotherm in den Gasraum über. Wie man z. B. mit Hilfe der sehr anschaulichen von Volmer[1]) beschriebenen idealen Maschine zeigen kann, ist die bei dieser Zustandsänderung geleistete Arbeit $A = PV - \pi\Omega$, wenn π die Differenz der Grenzflächenspannungen der reinen und der mit Adsorbiertem behafteten Oberfläche bedeutet. Für die hierbei verbrauchte latente Wärme ergibt der erste Hauptsatz

$$Q = U + PV - \pi\Omega. \qquad (2)$$

Die Ausführung eines Carnotschen Kreisprozesses lehrt ferner die Gültigkeit der Gleichung:

$$\frac{Q}{T} = V\frac{dp}{dT} - \Omega\frac{d\pi}{dT}.$$

Für die Wärme Q ergeben sich verschiedene Ausdrücke, je nachdem ob in der letzten Gleichung bei konstantem Volumen oder bei konstanter Oberfläche nach der Temperatur differenziert wird:

$$\frac{Q}{T} = V\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - \Omega\left(\frac{\partial \pi}{\partial T}\right)_V \quad \text{(isopyknische Beziehung)}, \qquad (3)$$

$$\frac{Q}{T} = V\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_\Omega - \Omega\left(\frac{\partial \pi}{\partial T}\right)_\Omega \quad \text{(isostere Beziehung)}. \qquad (4)$$

Wir spezialisieren diese Gleichungen unter der Annahme, daß im Gasraum die idealen Gasgesetze gelten. Dann folgt mit Rücksicht auf (2):

$$\pi\Omega - T\left(\frac{\partial \pi}{\partial T}\right)_V \Omega = U \qquad (3a)$$

und

$$U + RT - \pi\Omega = RT^2\left(\frac{\partial \log P}{\partial T}\right)_\Omega - T\left(\frac{\partial \pi}{\partial T}\right)_\Omega \Omega. \qquad (4a)$$

Gleichung (3a) hat offenbar an die Stelle von Herrn Iliins eingangs erwähntem Postulat zu treten, das also dem zweiten Hauptsatz widerspricht. Leider sind die bisher ausgeführten Messungen des Temperaturkoeffizienten der Oberflächenspannung von Lösungen nicht genügend genau, um Gleichung (3a) zur Berechnung von U benutzen zu können.

Gleichung (4a) läßt sich vereinfachen, wenn man in der Grenzschicht für das Adsorbierte die Zustandsgleichung $\pi(\Omega - \beta) = RT$ annimmt, deren weitgehende Gültigkeit von Volmer[2]) nachgewiesen wurde:

$$U + RT = RT^2\left(\frac{\partial \log P}{\partial T}\right)_\Omega.$$

1) M. Volmer, Zeitschr. f. phys. Chem. **115**, 253, 1925.
1) M. Volmer u. P. Mahnert, Zeitschr. f. phys. Chem. 115, 239, 1925.

Eine weitere Umformung ergibt sich, wenn man die in erster Näherung aus der Zustandsgleichung folgende Adsorptionsisotherme von Reichinstein[1])-Langmuir[2]):

$$P = \frac{KRT\eta}{1 - 2\beta\eta}$$

zur Eliminierung von P heranzieht:

$$U = RT^2\frac{d\ln K}{dT}, \qquad (4b)$$

worin K die Verteilungskonstante ist und der Flächenbedarf β der adsorbierten Moleküle, als unabhängig von der Temperatur vorausgesetzt wird.

Gleichung (4b) kennzeichnet den Zusammenhang der Verteilung K mit der Adsorptionswärme bzw. mit dem Adsorptionspotential von Eucken[3]) und Langmuir[4]), eine Größe, die im Fall der Adsorption gelöster Stoffe an der Grenze Wasser—Luft bisher nur auf Grund hypothetischer Annahmen über die Dicke der Oberflächenschicht geschätzt wurde[5]), [6]).

Eine Prüfung der Beziehung (4b) gestatten jedoch Messungen an Gasen z. B. die von Titoff[7]), der die Adsorptionswärme von N_2, CO_2 und NH_3 an Kohle untersuchte. So errechnen wir aus (4b) für N_2: $U = 4000$ cal, während 4400 cal gefunden wurden. Die Abweichung erklärt sich wohl teilweise dadurch, daß die Versuchsbedingungen nicht strenge der Definition der integralen Adsorptionswärme entsprachen, teilweise wohl daraus, daß die Adsorptionsgleichgewichte stets nur von der Seite höheren Druckes aus erreicht wurden, während Messungen nach dem Abpumpen von Gas unterblieben sind.

III. Ein Gas im idealen Zustand stehe unter dem Druck P_1 mit einem Adsorbens im Gleich-

1) D. Reichinstein, Die Eigenschaften des Adsorptionsvolums. Leipzig 1916.
2) I. Langmuir, Journ. Amer. Chem. Soc. **38**, 2221. 1916.
3) A. Eucken, Verh. d. D. phys. Ges. **16**, 345, 1914; Zeitschr. f. Elektrochem. **28**, 6. 1922.
4) I. Langmuir, Journ. Amer. Chem. Soc. **39**, 1883, 1917.
5) P. Rehbinder (Zeitschr. f. phys. Chem. 111, 462, 1924) hat bei dem Versuch, diesen Zusammenhang zu klären, freie Energie und gesamte Energie verwechselt.
6) Von H. Freundlich (Kapillarchemie S. 182. Leipzig 1922) ist eine Formel für die „isostere Adsorptionswärme" angegeben worden, die hiernach stark vom Druck abhängen und sogar bei höheren Drucken das Vorzeichen wechseln soll. Dieser Irrtum erklärt sich dadurch, daß Freundlich den Exponenten seiner Adsorptionsisotherme als unabhängig vom Druck behandelt. Die Freundlichsche Isotherme versagt bei kleinen Drucken, weil sie dem Henryschen Gesetz widerspricht und bei höheren Drucken, weil sie beliebig starke Flächendichten des Adsorbierten zuläßt.
7) A. Titoff, Zeitschr. f. phys. Chem. **74**.

gewicht, auf welchem das Adsorbierte die Flächendichte η_1 hat. Die adsorbierende Oberfläche sei konstant und der Gasdruck werde isotherm und reversibel auf P_2 erhöht, bis alles Gas verschwunden ist. Für die zur Erreichung des neuen Gleichgewichtszustandes erforderliche Arbeit erhält man:

$$-A = -RT(\eta_2 - \eta_1) - \int_{\eta_1}^{\eta_2} d\eta \ln \frac{P}{P_1}.$$

Die hierbei auftretende latente Wärme, die nach Freundlich als „differentiale Adsorptionswärme" zu bezeichnen wäre, ist: $-T\left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_\eta$.

Die zuletzt angestellte Betrachtung läßt sich ohne weiteres auf ein (binäres) Gasgemisch im Gleichgewicht mit einem Adsorbens übertragen und führt dann zu einer der Duhemschen Gleichung analogen Beziehung:

$$\left(\frac{\partial \log p}{\partial \eta'}\right)_\eta = \left(\frac{\partial \log p'}{\partial \eta}\right)_{\eta'},$$

worin die gestrichelten Buchstaben auf die zweite Komponente bezogen sind. Diese Gleichung bildet den thermodynamischen Ausdruck für die Verdrängungserscheinungen, ihre Anwendung steht noch aus[1]).

IV. Zum Schluß sei noch erörtert, welche Umstände bei Herrn Iliin eine so gute Übereinstimmung mit der Erfahrung vortäuschen. Die totale Adsorptionswärme ist — wie Herr Iliin selbst beim Ammoniak angibt — mit großer Annäherung der Flächendichte proportional. Die Beziehung zwischen Flächendichte und Druck:

$$\eta = \frac{P}{KRT + 2\beta P}$$

ist aber — wie man sich durch Reihenentwicklung leicht überzeugt — in erster Näherung mit der von Iliin benutzten Szyszkowskischen Formel äquivalent.

1) D. Reichinstein, Zeitschr. f. phys. Chem. 107, 119, 1923. Die Entwicklungen von Reichinstein bedürfen von unserem Standpunkt aus der Revision.

Berlin, Institut für physikalische Chemie der Techn. Hochschule.

(Eingegangen 14. Oktober 1925.)

Infektion der Dunkelkammer durch Rotsensibilisatoren.

Von E. v. Angerer.

In dem Münchener Institut trat vor einigen Jahren zeitweilig eine rätselhafte Störung beim Entwickeln photographischer Platten auf: Die entwickelten und ausfixierten Platten zeigten nämlich — am deutlichsten an unbelichteten Stellen — eine strömungslinienartige, dunkle Struktur. Es wurde bald dem Plattenmaterial, bald unsauberen Schalen, bald dem zum Verdünnen des Entwicklers verwendeten destillierten Wasser Schuld gegeben, auch an eine Verseuchung der Dunkelkammer durch Thoriumemanation gedacht. Z. B. wurde ein wertvolles Röntgenspektrogramm (erste Platte aus einem neu besorgten Paket), in einer mehrere Minuten mit kräftig fließendem Wasser gewaschenen Schale mit frisch gekauftem Rodinal und sehr reinem destilliertem Wasser entwickelt, durch diese, von den Doktoranden „Dunkelkammerteufel" genannte Störung völlig verdorben. Die Unannehmlichkeiten gingen so weit, daß man bei wertvollen Aufnahmen zunächst eine unbelichtete Platte zur Probe zu entwickeln pflegte.

Als Ursache dieser Unzuträglichkeit — unter der auch andere Institute zu leiden hatten, — hat sich folgendes herausgestellt: Pinachrom, Dicyanin, besonders aber Pinacyanol sind bekanntlich noch in außerordentlich hohen Verdünnungen wirksam. Nach unveröffentlichten Versuchen von Herrn H. Haas erzeugt letzteres noch in Verdünnungen $1 : 10^{-12}$ merkliche Rotempfindlichkeit. Die minimalen Mengen des Farbstoffes, die an einer Schale haften geblieben sind, in der früher Platten durch Baden in Pinacyanollösung sensibilisiert worden waren, werden offenbar durch den alkalischen Entwickler mobilisiert und erzeugen auf einer gewöhnlichen, nicht farbenempfindlichen Platte die erwähnte charakteristische Struktur, wenn die Platte bei rotem Dunkelkammerlicht entwickelt wird.

Von dieser Annahme ausgehend wurden regelmäßig entweder die Schalen nach dem Sensibilisieren mit Chromschwefelsäure gereinigt, oder es wurden zum Sensibilisieren und zum Entwickeln sensibilisierter Platten eigene Schalen benützt. Seitdem (seit etwa Jahresfrist) ist der „Dunkelkammerteufel" gebannt.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Oktober 1925.

(Eingegangen 28. Oktober 1925.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES III. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN DANZIG VOM 10.—16. SEPTEMBER 1925.

J. Eggert (Berlin), Über einige Reaktionen des durch Licht angeregten Broms. (Nach Versuchen von F. Wachholtz und R. Schmidt.)

In einem Vortrage auf dem Deutschen Physikertag in Bonn wurde „Über die photochemische Sensibilisation der Maleïnesterumlagerung durch Brom" berichtet[1]). Inzwischen sind die Untersuchungen über diesen Vorgang fortgeführt und außerdem das Studium zweier nahe verwandter Reaktionen in Angriff genommen worden.

Belichtet man Maleïnsäurediäthylester in reinem flüssigen Zustande oder als Lösung in Tetrachlorkohlenstoff bei Gegenwart von ebenfalls gelöstem Brom, so findet — z. B. bei Anwendung von blauer Strahlung $\lambda = 436\,\mathrm{m}\mu$ — eine Umlagerung des Esters in den stereoisomeren Fumarsäurediäthylester statt:

$$\begin{matrix} H\cdot C\cdot COOC_2H_5 \\ \| \\ H\cdot C\cdot COOC_2H_5 \end{matrix} = \begin{matrix} C_2H_5OOC\cdot C\cdot H \\ \| \\ H\cdot C\cdot COOC_2H_5 \end{matrix} + 7000\ \mathrm{cal}$$

In diesem exothermen Umlagerungsprozeß spielt das Brom die Rolle eines Sensibilisators, da es einerseits die eingestrahlte Energie allein absorbiert und andererseits keine dauernde chemische Veränderung erleidet.

Obgleich bei der Umlagerung kein Brom verbraucht wird, ist während der Belichtung eine geringe Bromabnahme zu beobachten. Sie wird durch den Ablauf einer zweiten Reaktion verursacht, die gleichzeitig mit der Umlagerung stattfindet und die in einer photochemischen Anlagerung von Brom an Maleïnester besteht. Die Gleichung für diesen Vorgang lautet:

$$\begin{matrix} H\cdot C\cdot COOC_2H_5 \\ \| \\ H\cdot C\cdot COOC_2H_5 \end{matrix} + Br_2 + h\nu = \begin{matrix} H\cdot C\cdot COOC_2H_5 \\ | \\ Br \\ H\cdot C\cdot COOC_2H_5 \\ | \\ Br \end{matrix} + U\ \mathrm{cal}$$

Auch dieser Vorgang ist exotherm; das Reaktionsprodukt der Anlagerung ist Dibrombernsteinsäurediäthylester[1]).

Beide Reaktionen spielen sich im Dunkeln so langsam ab, daß die Lichtreaktionen leicht verfolgbar sind. Die Umlagerung wurde mit Hilfe von Thermoanalysen, die Anlagerung titrimetrisch untersucht. Über den genauen Gang der Messungen sowie über ihre Fehlergrenzen wird später berichtet werden.

Die Eigenschaften der beiden Vorgänge sind in der nachfolgenden Übersicht zusammengestellt. In der ersten Spalte der Tabelle sind die Bedingungen bzw. die Varianten der Versuche angegeben. In der zweiten Spalte finden sich die Eigenschaften des Quantenäquivalents φ aufgeführt; φ ist die Anzahl der Umwandlungen, die sich pro absorbiertes Energiequant $h\nu$ ereignen. In den wesentlichen Punkten decken sich diese auf den neuen Versuchen von F. Wachholtz fußenden Angaben mit den früher von W. Borinski gefundenen Ergebnissen; die hierbei beobachteten Abweichungen können ebenfalls an anderer Stelle erörtert werden, da sie unwesentlicher Natur sind. In der dritten Spalte sind die Eigenschaften des Quantenäquivalents α aufgeführt, α ist die Anzahl der Brommolekeln, die sich pro absorbiertes Energiequant $h\nu$ anlagern.

Wir betrachten zunächst die ersten fünf Aussagen über die beiden Reaktionen. Danach vermag die Absorption eines einzigen $h\nu$ ($\lambda = 436\,\mathrm{m}\mu$) in der 0,1 n Bromlösung in reinem Maleïnester gleichzeitig $\varphi = 295$ Umlagerungen und $\alpha = 8$ Anlagerungen zu bewirken. Die Größen φ und α ändern sich nicht, wenn die räumliche Dichte der Absorptionsstellen in der Lösung um den Faktor 10 variiert, wie dies geschieht, wenn sich die Intensität der Lichtquelle um diesen Betrag ändert. Die Größen φ und α bleiben ferner unbeeinflußt, wenn der Maleïnester im Molekelverhältnis 1:70 mit indifferenten CCl_4-Molekeln verdünnt wird. φ und α zeigen beide eine beträchtliche — allerdings nicht ganz übereinstimmende — Temperaturabhängigkeit. Der bemerkenswerteste Unterschied der beiden Quanten-

1) Physik. Zeitschr. **25**, 19, 1924 sowie W. Borinski, Diss. Berlin.

1) Auf die Konstitution dieser Verbindung, die zunächst vieldeutig ist, kommen wir noch zurück.

äquivalente besteht in ihrem Verhalten gegenüber einer Änderung der Bromkonzentration: φ ist davon unabhängig, α ändert sich direkt proportional mit C_{Br_2}.

Das Verhalten der Quantenäquivalente φ und α unter verschiedenen Versuchsbedingungen.

Nr.	Versuchsbedingung	φ (Umlagerungsvorgang)	α (Anlagerungsvorgang)
1	21° C; 436 mμ 0,1 n-Br_2	295	8,2
2	Änderung der Belichtungsintensität $\mathcal{J}$	φ und α unabhängig von $\mathcal{J}$ in den Grenzen 1,5 und 0,25 H.-K.	
3	Änderung des Mischungsverhältnisses: Ester / CCl_4	φ und α unabhängig von der Esterkonzentration in den Grenzen: Reiner Ester und 70 Mole CCl_4 auf 1 Mol Ester.	
4	Änderung der Reaktionstemperatur	φ und α stark temperaturabhängig; oberhalb 20° verlaufen die Temperaturkurven steiler, unterhalb 20° flacher als die zu folgenden Werten gehörigen Exponentialfunktionen	
		$\varphi_{23,5^0} = 2 \times \varphi_{19,5^0}$	$\alpha_{25^0} = 2 \times \alpha_{17^0}$
5	Änderung der Br_2-Konzentration C_{Br_2}	φ unabhängig von C_{Br_2} in den Grenzen 0,03 norm. bis 0,3 norm.	α proportional C_{Br_2} in den gleichen Grenzen.
6	Änderung des Mischungsverhältnisses: Maleïnester / Fumarester	φ hängt von der Esterzusammensetzung ab.	α ist von der Esterzusammensetzung unabhängig.
7	Änderung der Wellenlänge der wirksamen Strahlung	φ und α sind von der Quantgröße $h\nu$ abhängig; für blaues (436 mμ) und grünes (546 mμ) Licht gilt, unabhängig von der Temperatur: $\frac{\varphi_{436}}{\varphi_{546}} = 1{,}9$; $\frac{\alpha_{436}}{\alpha_{546}} = 2$.	

Um diese Vorgänge vom Standpunkte der quantenhaften Absorption deuten zu können, machten wir schon früher die Annahme, daß die absorbierende Brommolekel imstande ist, die aufgenommene Energie sehr lange zu stabilisieren. Von mehreren Möglichkeiten einer solchen Stabilisation (Dissoziation usw.) verfolgten wir zunächst folgende Vorstellung: Die angeregte Brommolekel löst auf ihrem Zickzackweg beim Aufprall auf Maleïnestermolekeln die Umlagerung desselben aus; nur diese Zusammenstöße sind also unelastisch und erfolgen unter Energieverlust für die energiereiche Brommolekel, die Zusammenstöße mit CCl_4 und mit inaktivem Br_2 sind elastisch. Der beobachtete Temperaturkoeffizient wurde im Sinne dieser Vorstellung durch die verschieden große Anregungsarbeit gedeutet, die die Maleïnestermolekeln für die Umlagerung brauchen. Bei niederer Temperatur ist die Anregungsenergie groß und dementsprechend der Wert von φ klein, bei höheren Temperaturen ist die Anregungsenergie klein und der Wert von φ entsprechend vergrößert.

Die Deutung der Anlagerungsreaktion läßt sich in diesem Reaktionsschema unterbringen, wenn man die Annahme macht, daß die Maleïnestermolekeln nach erfolgtem Zusammenstoß mit der angeregten Brommolekel eine gewisse Zeit zur Umlagerung gebrauchen. Begegnet ihnen während dieser Zeit eine inaktive Brommolekel, so erfolgt Anlagerung, treffen dagegen nur indifferente Molekeln (CCl_4 usw.) mit ihnen zusammen, so erfolgt Umlagerung. Durch diese Vorstellung gewinnen wir eine Erklärung dafür, daß das Quantenäquivalent α des Anlagerungsvorganges proportional der Bromkonzentration ist, während α im übrigen ähnliches Verhalten zeigt wie φ. Danach führt also z. B. bei 21° C und $\lambda = 436$ mμ die angeregte Brommolekel in 0,1 n Bromlösung 303 unelastische Stöße aus; 295 davon haben Umlagerungen, die übrigen 8 Anlagerungen zur Folge. Bei verminderter — etwa halber — Bromkonzentration erhalten wir (genau) 299 Umlagerungen und nur 4 Anlagerungen. Die nur sehr geringe Konzentrationsabhängigkeit von φ, die sich hierin ausspricht, konnte bisher nicht beobachtet werden, da diese Änderungen von φ in die Versuchsfehler fallen. Berechnet man aus der Stoßzahl und der beobachteten Konzentrationsabhängigkeit die Zeit, in der eine Maleïnestermolekel sich in Fumarester umlagert, so erhält man (für 21° C) den wahrscheinlichen Wert $\tau = 3 \cdot 10^{-11}$ sec. Bei anderen Temperaturen erhält man wegen der sehr ähnlichen Temperaturabhängigkeit der beiden Reaktionen nahezu die gleichen τ-Werte; sie nehmen mit steigender Temperatur langsam ab, in gewisser Ähnlichkeit mit der von Eucken geforderten Temperaturfunktion der Lebensdauer der angeregten Ozonmolekel[1]).

Um die soeben dargelegte Theorie des Vorganges zu stützen, untersuchten wir die Eigenschaften einer dritten Reaktion, nämlich das Verhalten der photochemischen Anlagerung von Brom an Fumarsäurediäthylester, das Gegenstück zu dem vorigen Additionsprozeß. Die Kenntnis

1) Eucken, Zeitschr. f. physik. Chem. 107, 436, 1923.

dieses Vorganges ist deshalb von Wert, weil bei der Umlagerung Fumarester entsteht. Diese Versuche lieferten das einfache Ergebnis, daß sich die beiden Anlagerungsvorgänge einander sehr ähneln. Wir können also in erster Annäherung die Aussagen der dritten Spalte unserer Tabelle auch auf die Reaktion

Fumarester + Brom + $h\nu$ = Dibrombernsteinsäurediäthylester

übertragen. Geht man noch einen Schritt weiter, so wird man den Mechanismus auch dieses Vorganges ähnlich wie vorher deuten: die aktivierte Brommolekel regt die Fumarestermolekeln beim unelastischen Zusammenstoß ebenso an wie vorher die Maleïnestermolekeln. Entsprechend sind wieder die Zusammenstöße mit CCl_4 und inaktivem Brom elastisch. Erfolgt in der Anregungsperiode des Fumaresters ein Zusammenstoß mit inaktivem Brom, so findet Anlagerung statt. Die Häufigkeit dieser Ereignisse ist wieder proportional der Bromkonzentration. Erleidet dagegen der Fumarester während seines Anregungszustandes keine Anlagerung, so kehrt er in den ursprünglichen Zustand zurück — jetzt im Gegensatz zum Maleïnester, der vom angeregten Zustand in Fumarester übergeht.

Aus dieser Deutung folgt zweierlei:

1. Gemische von Maleïn- und Fumarester müssen sich hinsichtlich der Anlagerungsaktion (α) so verhalten wie die reinen Substanzen. Das Experiment bestätigt diese Folgerung. (Vgl. Nr. 6 der Tabelle.)

2. Während die Größe α vom Mischungsverhältnis der Ester unabhängig ist, hat man zu erwarten, daß die Größe φ mit steigendem Gehalt des Gemisches an Fumarester abnimmt. Nun sinkt zwar für die angegebenen Bedingungen das Umlagerungsäquivalent für reinen Maleïnester von dem Wert $\varphi = 295$ in der Tat annähernd auf die Hälfte für ein Gemisch, das beide Ester in gleicher Menge enthält; an Stelle des für beliebige Mischungen im einfachsten Falle zu erwartenden additiven Verhaltens ist jedoch bisher beobachtet worden, daß Gemische mit überwiegendem Gehalt an einer Komponente (etwa zwischen 99 Proz. bis herunter zu 85 Proz.) so reagieren wie die überwiegende Komponente in reinem Zustande. Diese bemerkenswerte Erscheinung, die als eine Art von Schutzwirkung (Solvatation) der vorherrschenden Substanz auf den in geringerer Menge vorhandenen Stoff aufgefaßt werden kann, dürfte indessen als eine noch näher zu untersuchende unwesentliche Nebenwirkung zu betrachten sein. Als wesentliches Ergebnis ist zunächst festzustellen, daß sich φ von der Zusammensetzung des Estergemisches überhaupt abhängig zeigt, wie es die Theorie erfordert. (Vgl. Nr. 6 der Tabelle.)

Eine weitere Stütze der dargelegten Deutung für den Reaktionsmechanismus glauben wir aus der Abhängigkeit der Größen φ und α von der Wellenlänge der verwendeten Strahlung ableiten zu können. Zwar hat sich der frühere Befund, φ sei der Quantgröße proportional, bei exakter Nachprüfung nicht ganz bestätigt. Die wesentlichste Tatsache bleibt jedoch bestehen: das kleinere Quant des grünen Lichtes ($\lambda = 546\ m\mu$) veranlaßt eine geringere Anzahl von Umwandlungen als das größere Quant der blauen Strahlung $\lambda = 436\ m\mu$. Dazu kommt nun neuerdings das sehr bemerkenswerte Ergebnis, daß das beobachtete Zahlenverhältnis der Größe φ für die genannten beiden Wellenlängen ziemlich genau gleich dem entsprechenden Quotienten für die α-Werte ist, und zwar unabhängig von der Temperatur. (Vgl. Nr. 7 der Tabelle.) Auch hieraus scheint uns die unmittelbare Verknüpfung von Um- und Anlagerung zu folgen. Auf eine mögliche Deutung der Zahl 2 für den soeben betrachteten Quotienten sowie auf das wahrscheinlich abweichende Verhalten der Wellenlänge $\lambda = 365\ m\mu$ werden wir zurückkommen.

Von der für die untersuchten Reaktionen gegebenen Deutung sind es besonders zwei Annahmen, gegen die sich Einsprüche erheben lassen und die daher einer näheren experimentellen Begründung bedürfen:

1. Die lange währende Stabilisierung der Energie, die bei der gegebenen Erklärung einer überraschend langen Lebensdauer der aktivierten Brommolekel entspricht (mindestens 10^{-5} bis 10^{-6} sec.).

2. Die Fähigkeit der aktivierten Brommolekel, die aufgenommene Energie in anscheinend beliebig kleinen Teilbeträgen abzugeben, die zur Anregung der Estermolekeln verwendet werden[1]).

Während wir für den zweiten Punkt noch keine direkte experimentelle Prüfung angeben können, glauben wir für die erste, heute nicht mehr so kühn als früher erscheinende Annahme[2]) eine unmittelbare Bestätigung in

1) Herr K. F. Herzfeld machte uns freundlichst auf eine Möglichkeit aufmerksam, wie man die gefundenen Tatsachen mit Hilfe der Annahme deuten kann, daß die aktivierte Brommolekel zunächst in Atome zerfällt. Diese Annahme unterscheidet sich von ähnlichen, auch von uns früher versuchten Ansätzen durch die Heranziehung gewisser Hilfshypothesen, auf deren Erörterung (und vielleicht auch experimentelle Prüfung) wir erst später zurückkommen möchten. Durch diese Deutung werden wir zwar der Schwierigkeit enthoben, eine Energieabgabe in beliebig kleinen Beträgen annehmen zu müssen; dafür ergeben sich aber andere, chemisch noch nicht experimentell erwiesene Vorstellungen.

2) K. W. Meißner, Physik. Zeitschr. **26**, 687, 1925.

Händen zu haben. Diese von R. Schmidt ausgeführten Versuche verliefen folgendermaßen: Von zwei gleichdimensionierten, zylindrischen und mit je einer planparallelen Scheibe verschlossenen Gefäßen wurde das eine vollständig, das andere unter Freibleiben eines Gasraumes mit der umzulagernden Lösung gefüllt. Beim Belichten gelangte demgemäß die Strahlung nach dem Durchlaufen der Deckscheibe im ersten Falle direkt in die Lösung, im zweiten Falle erst in den Gasraum und dann in die Lösung. Das Ziel des Versuches bestand nun in der Feststellung, ob es möglich ist, das Brom im Gaszustande durch Belichtung anzuregen und erst in der Lösung zur Reaktion zu bewegen. Gelang dieser Versuch, so war damit erwiesen, daß die Lebensdauer des aktivierten Broms mindestens so groß ist wie die Zeit, die eine Molekel benötigt, um aus dem Gasraum in die flüssige Phase zu kommen. Um zu bewirken, daß das (blaue) Licht vornehmlich von dem im Gasraum befindlichen Brom und nicht auch von dem in der Flüssigkeit gelösten Brom absorbiert wurde, griffen wir zu dem Kunstgriff, die Lösung mit einem Farbstoff zu versetzen, von dem in der verwendeten Konzentration das blaue Licht etwa 100mal stärker absorbiert wird als vom Brom. Unter Verwendung von Wasser als Lösungsmittel, Maleïnsäuredimethylester als umzulagernde Substanz und Natriumdichromat als „Schirmfarbstoff" zeigte sich in der Tat bei sonst gleichen Versuchsbedingungen, daß die Lösung in dem Gefäß ohne Gasraum merklich geringere Mengen umlagert als die Lösung in dem Gefäß mit Gasraum. Aus diesem Versuch, dessen genaue Beschreibung ebenfalls später nachgeholt wird, ist wohl einwandfrei auf die lange Lebensdauer der stabilisierten Energie zu schließen. Was dieses zunächst nur qualitativ angestellte Experiment noch nicht nachweist, was aber seine systematische Bearbeitung entscheiden dürfte, ist die Frage, ob die Aktivierung der Brommolekel in der Entstehung eines angeregten Zustandes oder in der Aufspaltung in Bromatome besteht.

G. Hertz (Eindhoven), **Über die Diffusion langsamer Elektronen im elektrischen Felde.** (Nach gemeinsamen mit R. K. Kloppers ausgeführten Versuchen.)

Kürzlich habe ich zeigen können, daß die Bewegung von langsamen Elektronen im elektrischen Felde in einem Gase, an dessen Molekülen sie mit verschwindendem Energieverlust reflektiert werden, in jedem Falle als Diffusion aufgefaßt werden muß[1]). Insbesondere ist die mittlere Wanderungsgeschwindigkeit der Elektronen im elektrischen Felde und damit auch der Umwegfaktor in diesem Falle nicht eindeutig durch ihre Geschwindigkeit, ihre mittlere Weglänge und die elektrische Feldstärke bestimmt. Ist v die Geschwindigkeit der Elektronen, λ ihre mittlere Weglänge, ϱ ihre Dichte, also die Anzahl Elektronen in der Volumeneinheit, und γ die Beschleunigung, welche ein Elektron im elektrischen Felde in der Richtung der positiven X-Achse erfährt, so ergibt sich für die Zahl N der Elektronen, welche in der Zeiteinheit durch die Oberflächeneinheit in der Richtung der positiven X-Achse mehr hindurchwandern als in der umgekehrten Richtung

$$N = -\frac{v\lambda}{3}\frac{d\varrho}{dx} + \frac{1}{3}\frac{\varrho\gamma\lambda}{v}. \qquad (1)$$

Hierbei ist vorausgesetzt, daß der Energiezuwachs, den ein Elektron im elektrischen Felde beim Durchlaufen eines freien Weges erfährt, klein ist gegenüber der Energie des Elektrons.

Es schien mir von Interesse, das Ergebnis dieser theoretischen Überlegungen in einem einfachen Falle experimentell zu prüfen. Hierfür wurde die folgende Anordnung gewählt: An einem Punkte in der Mitte zwischen zwei Metallplatten werden Elektronen einer bestimmten Geschwindigkeit v_0 erzeugt. Befinden sich die beiden Platten auf demselben Potential, so werden die auf die beiden Platten gelangenden Elektronenströme gleich sein. Wird dagegen zwischen die beiden Platten eine Spannung gelegt, so werden mehr Elektronen auf die in der Richtung der negativen Feldstärke gelegene Platte gelangen als auf die andere. Das Verhältnis der bei Anwesenheit des Feldes auf die beiden Platten gelangenden Elektronenströme läßt sich sehr einfach aus Gleichung (1) berechnen in analoger Weise wie es in der früheren Arbeit für den Fall zweier Ebenen getan ist, von denen die eine Elektronen emittiert. Ist v_1, bzw. v_2 die Geschwindigkeit, mit welcher die Elektronen auf die eine bzw. auf die andere Platte gelangen, und nimmt man die Richtung des Feldes, so daß $v_1 < v_2$, so ergibt sich für das Verhältnis der auf die beiden Platten fließenden Elektronenströme

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{\log\frac{v_2}{v_0}}{\log\frac{v_0}{v_1}}. \qquad (2)$$

1) G. Hertz, Zeitschr. f. Phys. **32**, 298, 1925.

Der benutzte Apparat ist in den Fig. 1 u. 2 schematisch dargestellt. Die beiden Platten P sind rechteckige Kupferplatten von den Abmessungen 7,5 cm × 10 cm, welche sich im Abstande von 3 cm gegenüberstehen. In der Mitte zwischen den Platten ist ein Kupferrohr von 3 mm äußerem Durchmesser angeordnet, in dessen Achse in der Mitte der Wolframdraht D gespannt ist, dessen Zuführungen natürlich von R isoliert sind. In der Höhe der Mitte dieses Glühdrahtes trägt das Kupferrohr rings herum einen Schlitz von etwa 0,5 mm Breite. Wird nun zwischen Glühdraht und Rohr eine beschleunigende Spannung

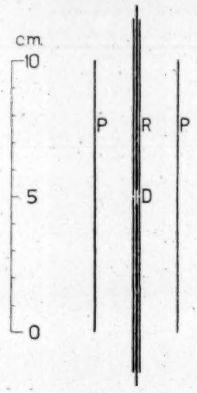


Fig. 1.

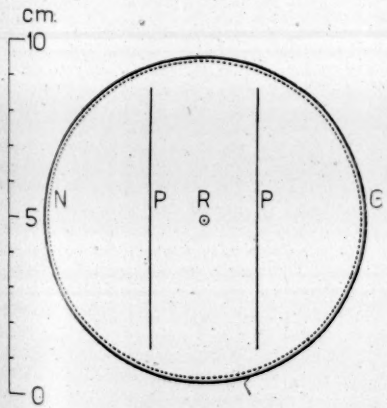


Fig. 2.

angelegt, so treten durch den Schlitz Elektronen sehr einheitlicher Geschwindigkeit aus. Um Störungen durch statische Ladungen auf der Glaswand G des Apparates zu vermeiden, wurde diese von innen mit feinem Kupferdrahtnetz bedeckt, welches bei der Messung auf das Potential von R gebracht wurde. Übrigens hatte eine Änderung des Potentials von N praktisch keinen Einfluß auf die Ergebnisse.

Durch diese Anordnung wird der theoretisch behandelte Fall insofern nur unvollkommen realisiert, als eine beträchtliche Anzahl Elektronen durch Diffusion auf die Oberfläche des Rohres R gelangen und so verloren gehen. Da es sich hierbei aber stets um Elektronen handelt, welche sich gerade in der Mitte zwischen den beiden Platten, also am Orte der Elektronenquelle befinden, so wird das Verhältnis der auf die beiden Platten gelangenden Elektronenströme hierdurch nicht geändert.

Bei den Messungen wurde die beschleunigende Spannung zwischen Glühdraht und Rohr konstant gehalten und zwischen die beiden Platten eine variable Spannung angelegt. Das Potential des Rohres lag dabei stets genau in der Mitte zwischen denjenigen der beiden Platten. Definieren wir als Potential Null das Potential desjenigen Punktes des Glühdrahtes, von dem aus die Elektronen durch den Schlitz gelangen, so können wir unter Vernachlässigung der Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen Gleichung (2) in der folgenden Form schreiben:

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{\log \frac{V_2}{V_0}}{\log \frac{V_0}{V_1}}.$$

Hierin bedeutet V_0 das Potential des Rohres R und V_1 bzw. V_2 das Potential der beiden Platten.

In Fig. 3 ist diese Beziehung für $V = 5$ Volt als theoretische Kurve eingezeichnet. Außerdem ist das Ergebnis einer Meßreihe an Neon von 1,5 mm und einer an Argon von 1 mm Druck eingetragen. Wenn die Kurve für Neon auch in ihrem Verlauf der theoretischen nahe kommt, so zeigt sie doch eine erhebliche Abweichung. Durch Messungen bei verschiedenen Drucken ließ sich zeigen, daß diese Abweichung auf die Energieverluste bei den elastischen Stößen zu erklären ist. Beim Argon dagegen sieht man, namentlich bei den mittleren Werten der Feldstärke eine sehr große Abweichung nach der anderen Seite. Hier sind also die Elektronen in noch viel höherem Maße als nach der Theorie zu erwarten imstande

gegen das elektrische Feld zu diffundieren. Die Erklärung hierfür liegt zweifellos in der von C. Ramsauer[1]) und H. F. Mayer[2]) gefundenen starken Veränderlichkeit der mittleren Weglänge der Elektronen in Argon mit abnehmender Geschwindigkeit.

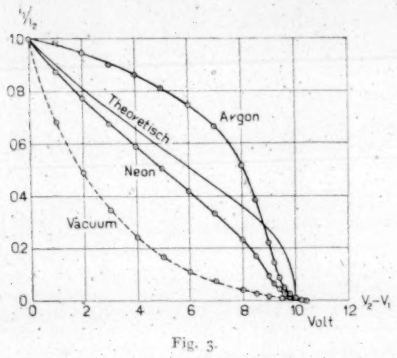


Fig. 3.

1) C. Ramsauer, Ann. d. Phys. **64**, 513. 1921.
2) H. F. Mayer, Ann. d. Phys. **64**, 451, 1921.

Als gestrichelte Kurve ist in Fig. 3 noch das Ergebnis einer Meßreihe mit völlig evakuiertem Apparat eingezeichnet. Der Vergleich dieser Kurve mit denen für Neon und Argon bestätigt deutlich die zunächst überraschende Folgerung aus der Theorie, daß Elektronen bei Anwesenheit von Gasmolekülen, mit denen sie elastisch zusammenstoßen, in höherem Maße imstande sind gegen ein elektrisches Feld anzulaufen als im Vakuum.

Diskussion.

Herr Joos: Bei der Auswertung der Messungen von Frl. Sponer über die Ausbeute an lichtanregenden Stößen spielt die Diffusion der Elektronen eine große Rolle. Inwieweit werden die Ergebnisse von Frl. Sponer durch die vorgetragene Theorie beeinflußt?

Herr G. Hertz: Die sich aus den Sponerschen Messungen ergebenden Werte für die Ausbeute werden bei Berücksichtigung der Diffusion erheblich größer. Wie bereits in meiner ersten Veröffentlichung (Zeitschr. f. Phys. **32**, 305, 1925) gezeigt, muß z. B. aus diesen Messungen für Elektronen, die durch eine Spannung von 5,4 Volt beschleunigt werden, auf eine mittlere Ausbeute von 3 Proz. geschlossen werden.

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

Über die Temperaturen der Planeten.

Von E. Schoenberg.

Einleitung.

Die neuesten amerikanischen Messungen der Wärmestrahlung der Planeten lassen eine rasche Entwickelung unserer Kenntnisse über diese kardinale Frage der kosmischen Physik voraussehen. Es erscheint daher angemessen, ihre theoretischen Grundlagen zu untersuchen und einen Überblick über das bisher Bekannte zu geben.

Das Problem wird um so schwieriger, je weiter wir in der Entwickelungsgeschichte eines Planeten zurückgehen. Für Planeten wie Jupiter und Saturn, die noch keine feste Oberfläche besitzen, sondern als Gaskugeln anzusehen sind, die uns, im Gegensatz zu den Sternen, keine sichtbare Strahlung zusenden, wohl aber dunkle Wärmestrahlung aus ihrem Inneren, und bei welchen diese Strahlung sich zu derjenigen von der Sonne herrührenden Wärme der Oberflächenschicht addiert, fehlt noch eine erschöpfende Theorie, welche gestatten würde, die Temperaturverhältnisse an der Oberfläche und im Inneren zu übersehen. Wenn es gelingt, woran kaum zu zweifeln ist, die Wärmestrahlung von diesen Planeten in verschiedenen Abständen von ihren Zentren zu messen, so wie es dem Verfasser (1) derzeit für die sichtbare Strahlung gelungen ist, so würden die Grundlagen für die theoretische Behandlung des Problems gegeben sein.

Ein weiteres Entwickelungsstadium der Planeten ist dasjenige, bei welchem als ihre Oberfläche die feste Kruste angesehen werden darf, über welcher sich eine mehr oder weniger dichte gasförmige Atmosphäre ausbreitet. Hierzu gehören die Planeten Venus, Mars und die Erde. Dank der geringen Wärmeleitfähigkeit der Gesteine, die die Oberfläche bilden, kann in diesem Stadium von dem Wärmezufluß aus dem Inneren der Planeten abgesehen werden. Auf der Erde herrscht schon auf 10 m Tiefe eine konstante Temperatur. Die jährlichen Temperaturschwan-

kungen der Oberfläche reichen nicht mehr in größere Tiefen. Die Temperaturverhältnisse der Erde sind somit durch die Sonnenwirkung allein bedingt. Dasselbe gilt voraussichtlich in noch höherem Grade für Venus mit ihrer dichten Atmosphäre und den massenarmen Mars. Für Planeten dieser Kategorie handelt es sich also um die Temperaturbestimmung der festen Oberfläche selbst und der unmittelbar anliegenden Atmosphärenschicht, denn diese sind für die physikalischen Bedingungen an der Oberfläche ausschlaggebend. Es ist der Wärmeaustausch zwischen der genannten Atmosphärenschicht (bei der Erde ist es die Troposphäre) und der Oberfläche, welcher bei diesen Planeten das Hauptproblem bildet. Seine Schwierigkeiten konnten nur dadurch überwunden werden, daß uns in den irdischen Verhältnissen ein gut studiertes Modell dafür gegeben ist.

Das dritte Stadium der Entwickelung eines Planeten ist dasjenige eines atmosphärenfreien, von einer festen Kruste umgebenen, oder auch eines durchweg festen Himmelskörpers, bei welchem ebenfalls die Temperatur der Oberfläche durch die Sonnenstrahlung allein bedingt ist, der Wärmeaustausch mit der Atmosphäre aber und somit die Hauptschwierigkeit des Problems wegfällt. Hierzu gehören außer Merkur, den kleinen Planeten, noch der Mond und die anderen Satelliten.

Eine systematische und klare Behandlung der Strahlungsprobleme für die beiden letzten Kategorien der Planeten hat Milankowitsch (2) gegeben; das erste Kapitel unserer Ausführungen ist ein Auszug aus seinem Werke, welches die Probleme der Temperaturbestimmung vor der Veröffentlichung der amerikanischen Strahlungsmessungen erschöpfend behandelt. Beiläufig werden von mir die älteren Arbeiten von Christiansen, Lowell, Poynting, Arrhenius, Very u. a. in kritischer Behandlung eingeflochten.

Das zweite Kapitel beschäftigt sich mit dem Stande unseres Problems nach Bekanntgabe der erwähnten amerikanischen Strahlungsmessungen der Planeten.

Das dritte Kapitel ist theoretischen Betrachtungen über eine Methode der Temperaturbestimmung der Planetenatmosphären gewidmet.

I. Ältere Temperaturbestimmungen der Planeten. Theorie.

§ 1. Die Planeten ohne Atmosphäre bei konstanter Bestrahlung.

Wir kennen die Energiemenge, welche die Sonne an die Grenze der irdischen Atmosphäre sendet. Die Solarkonstante J_0, oder die Energiemenge pro Kubikzentimeter in der Minute bei senkrechter Bestrahlung, ist durch die Arbeiten des Sonnenobservatoriums zu Mount Wilson mit genügender Schärfe bekannt. Sie bezieht sich auf die mittlere Entfernung der Erde von der Sonne, welche des weiteren als Einheit für die Entfernungen der Planeten dienen soll. Es ist dann die Einstrahlung pro Minute und cm² im Abstande ϱ

$$J = J_0 : \varrho^2. \tag{1}$$

Wir betrachten zunächst den Fall konstanter Bestrahlung. Streng tritt er ja niemals ein, da die Bestrahlung ständig infolge der Rotation der Planeten und der Exzentrizität ihrer Bahnen wechselt. Wenn es sich aber darum handelt, die mittlere Jahrestemperatur einer Planetenoberfläche oder diejenige eines Parallels zu bestimmen, so ist der Begriff einer mittleren, unveränderlichen Bestrahlung W_m, welche der veränderlichen Bestrahlung in ihrer Wirkung gleichkommt, von Bedeutung. W_m bezieht sich dann auf die Einheit der Fläche und der Zeit. Besäße die Oberfläche des Planeten die Eigenschaften eines schwarzen Körpers, so würde sie die gesamte Strahlung absorbieren und in Wärme verwandeln. In Wirklichkeit wird der Bruchteil R_β dieser Strahlung an der Oberfläche reflektiert werden, ohne zur Erwärmung beizutragen. R_β ist dann das Reflexionsvermögen der Oberfläche. Die in der Zeiteinheit absorbierte Strahlung ist

$$\frac{dQ_i}{dt} = a_\beta W_m, \tag{2}$$

wo

$$a_\beta = 1 - R_\beta$$

und das Absorptionsvermögen der Oberfläche bedeutet. Die Oberfläche des Planeten strahlt nun als erwärmter Körper dunkle Strahlung in den Himmelsraum aus. Wäre sie ein schwarzer Körper, so würde diese Ausstrahlung dem Stefan-Boltzmannschen Gesetze folgen

$$\frac{dQ_r}{dt} = \sigma \Theta^4, \tag{3}$$

wo σ eine Konstante bedeutet,

$$\sigma = 0{,}76 \times 10^{-10} \frac{\text{gr cal}}{\text{cm}^2 \times \text{minut}}. \tag{4}$$

Für Körper, die nicht absolut schwarz sind, ist das Strahlungsgesetz nicht so genau bekannt. Nach Untersuchungen von Ferrel (2), Paschen (3) und Siegl (4) kann die Ausstrahlung beliebiger Körper durch die Gleichung dargestellt werden

$$\frac{dQ_r}{dt} = s \Theta^m, \tag{5}$$

wo s und m Konstanten sind, die von der Natur des Körpers und seiner Oberfläche abhängig sind. s ist immer kleiner als σ, während der Exponent m zwischen den Werten 4 und 5 schwankt und im allgemeinen wenig von 4 verschieden ist. Wir wollen ihn weiterhin gleich 4 annehmen.

Nach dem Kirchhoffschen Gesetze ist das Emissionsvermögen für eine gegebene Wellenlänge gleich dem Absorptionsvermögen desselben Körpers für dieselbe Wellenlänge, multipliziert mit dem Emissionsvermögen des schwarzen Körpers. Nimmt man dieses Gesetz auch für gemischte Strahlung als gültig an, was es nur annähernd ist, so ist die Ausstrahlung des Planeten für die Einheit der Oberfläche und der Zeit

$$\frac{dQ_r}{dt} = a_p' \sigma \Theta_p^4, \tag{6}$$

wo Θ_p die absolute Temperatur der Planetenoberfläche bedeutet, und a_p' sein mittleres Absorptionsvermögen für die emittierte dunkle Strahlung. Dies ist nicht mit a_p identisch, welches sich auf die Sonnenstrahlung also eine Strahlung höherer Temperatur bezieht.

Da nun keine Aufspeicherung der Wärme beim Planeten stattfindet, so muß die mittlere, absorbierte der mittleren, ausgestrahlten Wärmemenge gleich sein

$$\frac{dQ_i}{dt} = \frac{dQ_r}{dt}, \tag{7}$$

oder

$$a_p' \sigma \Theta_p^4 = a_p W_m$$

und

$$\Theta_p^4 = \frac{a_p}{a_p'} \frac{W_m}{\sigma}. \tag{8}$$

Da man über die Größen a_p und a_p' nicht genügend unterrichtet ist, so nimmt man gewöhnlich an

$$a_p = a_p'$$

und erhält dann

$$\Theta_p^4 = \frac{W_m}{\sigma}. \tag{9}$$

Setzen wir nun in die Gleichung (9) für W_m die mittlere Bestrahlung J_m der Planetenoberfläche ein, welche wir erhalten, wenn wir den auf seine Oberfläche einfallenden Energiestrom

$$\frac{J_0}{\varrho^2} r^2 \pi$$

durch die Größe der Oberfläche dividieren

$$J_m = \frac{1}{4} \frac{J_0}{\varrho^2},$$

so erhalten wir die mittlere Temperatur der Oberfläche des Planeten aus:

$$\Theta_p^4 = \frac{1}{4} \frac{J_0}{\varrho^2} \frac{1}{\sigma}. \tag{10}$$

Ebenso kann man, wenn man für W_m die mittlere, jährliche Einstrahlung auf ein Breitenparallel des Planeten einsetzt, aus Gleichung (9) die mittlere Jahrestemperatur dieses Parallels erhalten.

§ 2. Die Oberflächentemperatur eines Planeten, wenn die Bestrahlung eine periodische Funktion der Zeit ist.

Wir haben schon erwähnt, daß das Wärmeleitungsvermögen der Erdkruste so gering ist, daß die innere Wärme des Erdkörpers die mittlere Temperatur der Oberfläche nicht beeinflußt. Trotzdem muß man mit dem Wärmeleitungsvermögen der Planetenoberflächen rechnen, wenn es sich nicht um eine konstante Bestrahlung handelt, sondern wie es durchweg der Fall ist, um eine, die periodischen Schwankungen unterworfen ist. Für die Erde hört schon auf 10 m Tiefe die tägliche und jährliche Schwankung der Temperatur auf. Es folgt daraus, daß im Sommer und bei Tage ein Wärmestrom von der Oberfläche bis zur Schicht der konstanten Temperatur stattfinden muß, im Winter und bei Nacht umgekehrt. Daher wird im Sommer und bei Tage die Temperatur der Oberfläche nicht diejenige Höhe erreichen, welche sie bei konstanter Bestrahlung erreichen müßte. Bezeichnet $u(x,t)$ die Temperatur einer Schicht im Abstande x von der Oberfläche zur Zeit t, so kann, wenn man nur vertikale Wärmeleitung in Betracht zieht, die Differentialgleichung des Wärmeflusses von der Oberfläche in der Form geschrieben werden

$$\frac{\partial u(x,t)}{\partial t} = m^2 \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2}, \tag{11}$$

wo

$$m^2 = \frac{K}{c_p \varrho_p}. \tag{12}$$

Hier ist K der Koeffizient des vertikalen Wärmeleitungsvermögens, c_p die spezifische Wärme der Oberflächenschicht des Planeten und ϱ_p seine Dichte. Um diese partielle Differentialgleichung aufzulösen, müssen die Bedingungen an den Grenzflächen (Oberfläche und Fläche konstanter Temperatur) bestimmt werden. Nimmt man zunächst eine Bestrahlung von einfach periodischer Form an, so daß die Einheit der Oberfläche in der Zeiteinheit die Sonnenstrahlung

$$W_1(t) = a_0 + a_1 \cos \frac{2\pi}{T} t \tag{13}$$

erhält, dann ist die absorbierte Wärmemenge

$$\frac{dQ_i}{dt} = a_p W_1(t) = a_p \left(a_0 + a_1 \cos \frac{2\pi}{T} t \right),$$

wo a_ρ der Absorptionskoeffizient der Sonnenstrahlung ist. Wenn die Schwankungen der Temperatur, die durch diese veränderliche Bestrahlung hervorgerufen sind, bestimmt werden sollen, muß der Wärmemenge Rechnung getragen werden, die der Oberfläche des Planeten durch Wärmeleitung aus dem Inneren hinzugeführt wird. Diese kann ausgedrückt werden durch

$$\frac{dQ}{dt} = K \frac{\partial u(o,t)}{\partial x}. \qquad (14)$$

Der Ausdruck für das Strahlungsgleichgewicht der Oberfläche ist dann, wenn für Θ_ρ Celsiusgrade eingeführt werden, durch die Gleichung

$$\Theta_\rho = 273 + u(o,t)$$

folgender

$$\left.\begin{aligned} a_\rho\left(a_0 + a_1 \cos\frac{2\pi}{T}t\right) + K\frac{\partial u(o,t)}{\partial x} = \\ = a_\rho \sigma\,[273 + u(o,t)]^4. \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

Um diese Gleichung aufzulösen, ist somit die Temperaturverbreitung im Inneren $\frac{\partial u(o,t)}{\partial x}$, oder das Integral der Gleichung (11) zu kennen notwendig. Bei der Integration von (11) ist zu beachten, daß die Grenzbedingungen erfüllt sind. Eine davon ist die Gleichung (15). Eine zweite Grenzfläche kann bei $x = \infty$ angesetzt werden. Die Kenntnis der Temperatur an der Oberfläche für einen bestimmten Zeitpunkt ist nicht notwendig, weil wir es mit einer periodischen Bestrahlung zu tun haben, die man sich als unendlich lange dauernd denken kann. Der Einfluß des Anfangszustandes muß dabei verschwunden sein.

Das Problem kann in endlicher Form aufgelöst werden, wenn das zweite Glied der Gleichung (15) linear wird in bezug auf $u(o,t)$. Setzt man $u(o,t) = u_0 + \Delta u(t)$, wo u_0 konstant ist und einen Mittelwert darstellt, während $\Delta u(t)$ klein und variabel ist, so erhält man bei Vernachlässigung der höheren Potenzen vor $\Delta u(t)$

$$[273 + u(o,t)]^4 = (273 + u_0)^4 - 4\cdot(273 + u_0)^3\, u_0 + \\ + 4\,(273 + u_0)^3\, u(o,t)$$

oder, wenn man zur Abkürzung setzt

$$\left.\begin{aligned} \sigma\,[(273 + u_0)^4 - 4\,(273 + u_0)^3\, u_0] = h v_0 \\ 4\sigma\,(273 + u_0)^3 = h, \end{aligned}\right.$$

so erhält man

$$\sigma\,[273 + u(o,t)]^4 = h\,[v_0 + u(o,t)]; \qquad (16)$$

an Stelle von (15) tritt dann die Gleichung

$$\left.\begin{aligned} u(o,t) - \frac{K}{a_\rho h}\frac{\partial u(o,t)}{dx} = \frac{a_0}{h} - v_0 + \\ + \frac{a_1}{h}\cos\frac{2\pi}{T}t \ldots \end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

Jetzt bietet die Integration der Gleichung (11) keine Schwierigkeiten mehr. Ohne auf die Einzelheiten einzugehen, wollen wir die Resultate dem Sinne nach vorwegnehmen.

1. Die Funktion $u(x,t)$ ist eine periodische Funktion von derselben Periode wie die der Bestrahlung. Die Oberflächentemperatur $u(o,t)$ ist außerdem abhängig von den Konstanten a_0, a_1, a_ρ und m^2. Die mittlere Temperatur der Oberfläche u_0 ist nur annähernd gleich derjenigen, welche sich bei konstanter Bestrahlung ergab.

2. Die Epochen der Maxima und Minima der Temperatur erfahren gegen diejenigen der Bestrahlung eine Phasenverschiebung ε, welche ebenfalls von den obengenannten Konstanten abhängig ist.

Diese Sätze bleiben auch bestehen, wenn die Bestrahlung nicht die einfache Form (13) hat, sondern allgemein eine periodische Funktion der Zeit ist und die Amplitude der Oberflächentemperatur groß ist. In diesem Falle kann das Strahlungsgesetz nicht mehr wie in (16) als lineare Funktion der Temperatur der Oberfläche dargestellt werden und die Aufgabe der Integrierung von (11) kann nur durch sukzessive Näherungen gelöst werden, wobei der Ausdruck (16) den Ausgangswert bietet.

Auch hier übergehen wir die Resultate der Integration, die auf dem genannten Wege keine Schwierigkeiten bietet, und wollen nur die Anwendung der Theorie auf die Temperaturbestimmung der Mondoberfläche, wie sie der Verfasser ausgeführt hat, in Zahlen mitteilen. Der Wert dieser Tabelle ist in hohem Grade durch die Genauigkeit der eingeführten Konstanten und die Gültigkeit der Voraussetzung, daß das Absorptionsvermögen a_ρ für die Sonnenstrahlung dasselbe ist wie für die Wärmestrahlung a'_ρ, abhängig. Für letzteres ist ein Wert angenommen, welcher der Wärmestrahlung der Erdoberfläche entspricht:

$$a_\rho = 0{,}92.$$

Für die Konstante m^2 ist der Wert 1,00 eingesetzt, der sich nach (12) für $K = 0{,}50$ und $c_\rho \varrho_\rho = 0{,}50$ ergibt, welche Zahlen den irdischen Graniten näherungsweise entsprechen. Bei der Berechnung ist weiterhin die Veränderung der Sonnendeklination und des Mondabstandes von der Sonne vernachlässigt und letzterer gleich 1 angenommen. Die Länge des Mondtages beträgt 42,500 Minuten. In Zentimetern, Gramm und Minuten sind auch die obigen Werte der Konstanten K und c_ρ gemessen. Die Tabelle veranschaulicht die sich bei diesen Voraussetzungen ergebenden Mondtemperaturen in Celsiusgraden für verschiedene Zenitdistanzen

der Sonne, wobei die Rechnung symmetrisch für die Vor- und Nachmittagsstunden, letztere für die Zeiten höchster Temperatur durchgeführt ist.

Tabelle I.

Mondtemperaturen nach Milankowitsch.

Z.	Vormittag	Nachmittag
0	+ 97,0°	+ 97,0°
15	+ 88,5	+ 100,5
30	+ 71,0	+ 96,7
45	+ 45,5	+ 85,5
60	+ 5,5	+ 69,0
75	− 32,0	+ 44,5
90	− 53,8	+ 8,8
105	− 51,0	− 7,0
120	− 47,7	− 14,7
135	− 44,5	− 20,0
150	− 40,5	− 24,4
165	− 36,5	− 29,0
180	− 33,0	− 33,0

Die neuesten Strahlungsmessungen der Mondoberfläche von Coblentz sind leider noch nicht veröffentlicht. Sie werden eine gute Kontrolle für die Zahlen dieser Tabelle und ihre Voraussetzungen ergeben. Die älteren Strahlungsmessungen sind experimentell noch so unvollkommen, daß sie für diesen Zweck nicht genügen.

§ 3. Ältere Temperaturbestimmungen der Mondoberfläche.

Von den älteren Temperaturbestimmungen der Mondoberfläche von Rosse (3), Boedikker (4), Langley (5) und Very (6) haben besonders diejenigen des letzteren eine Berühmtheit erreicht. Sie beruhen auf bolometrischen Messungen der Mondstrahlung bei verschiedenen Phasen. Hierbei wurde zum ersten Male eine Trennung der reflektierten Sonnenstrahlung von der dunklen Strahlung des Mondes mit Hilfe eines Glasfilters vorgenommen. Dieses Filter war für Strahlung von größerer Wellenlänge als $3\,\mu$ nahezu undurchlässig. Die Mondstrahlung, durch dieses Filter gemessen, enthielt somit fast ausschließlich die reflektierte Sonnenstrahlung, während ohne Filter auch die dunkle Strahlung des Mondes wirksam war. Aus diesen Messungen leitete Very die Temperaturschwankungen auf dem Monde ab und erhielt dabei eine Amplitude von -273^0 C bis $+181^0$ C. Die Berechnung gibt aber zu manchen Bedenken Anlaß. Very berechnet die Ausstrahlung der Mondoberfläche und ihre Temperatur in der Voraussetzung, daß die Hälfte der dunklen Strahlung des Mondes von der irdischen Atmosphäre absorbiert ist, und daß diese Wärmestrahlung des Mondes ein von ihm selbst formuliertes Gesetz befolgt. Hierbei wird eine Proportionalität zwischen der reflektierten Sonnenstrahlung und der Eigenstrahlung des Mondes angenommen. Das von Very verwendete Strahlungsgesetz ergibt, daß die Gesamtstrahlungen bei den Temperaturen von 100^0 und 300^0 abs. sich verhalten wie 1 zu 11, während nach dem Stefanschen Gesetze, das wir heute allein annehmen dürfen, dieses Verhältnis sein müßte: 1 zu 81. Die Veryschen Mondtemperaturen und ihre enorm große Amplitude können deshalb heute nicht mehr gelten.

§ 4. Der Einfluß der Rotation eines Planeten auf die Temperatur seiner Oberfläche.

Ist die Bestrahlung eines Oberflächenelements des Planeten eine einfache Schwingung um einen Mittelwert a_0

$$W_1(t) = a_0 + a_1 \cos \frac{2\pi}{T} t, \qquad (18)$$

so ist für die Oberfläche eines erkalteten Planeten, ohne Wärmezufluß aus dem Inneren, auf Grund des Vorigen auch die Temperatur in erster Näherung eine einfache periodische Funktion

$$\Theta = \Theta_0 + A_1 \cos\left(\frac{Q(u,t)}{T} - \varepsilon\right), \qquad (19)$$

die um den Mittelwert Θ_0 schwankt und wo die Amplitude A_1 und die Phase ε von dem oben genannten physikalischen Eigenschaften der Oberfläche abhängig sind. Die mittlere Temperatur Θ_m während einer Periode wäre somit gleich Θ_0. Sie ist von der Breite φ des Elementes der Oberfläche abhängig. Zu ihrer Ableitung kann die Gleichung (9) dienen, wenn für W_m der Wert

$$W_m = \frac{J_0}{\varrho^2} \cos\varphi = B_\varphi \qquad (20)$$

eingesetzt wird. Die Größe der Periode dürfte demnach keinen Einfluß auf die mittlere Temperatur der Oberfläche haben.

Wir wollen aber an 2 Beispielen zeigen, die allerdings die äußersten Grenzfälle der Rotationsgeschwindigkeiten sind, daß diese Schlußfolgerung nicht streng richtig ist, wie das schon oben angedeutet wurde.

Wir nehmen die Rotationsgeschwindigkeit unendlich groß an. In diesem Falle findet keine tägliche Temperaturschwankung statt und alle Punkte der Oberfläche können als der mittleren täglichen Bestrahlung ausgesetzt gedacht werden. Diese ist, wenn man die Ebene des Äquators

des Planeten mit derjenigen der Planetenbahn zusammenfallen läßt, gleich

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} B_\varphi \cos w \, dw = \frac{B_\varphi}{\pi}.$$

Die mittlere Temperatur für die Breite φ wird dann nach (9)

$$\Theta_\varphi = \sqrt[4]{\frac{B_\varphi}{\pi\sigma}}. \tag{21}$$

Der andere Fall ist derjenige eines Planeten, für den die Umlaufszeit um die Sonne und die Rotationszeit einander gleich sind, die Sonne also nur eine Seite des Planeten beleuchtet und für den gegebenen Punkt der Oberfläche stets dieselbe Höhe hat. Der Einfallswinkel der Sonnenstrahlen ist hier durch die Gleichung gegeben

$$\cos i = \cos\varphi \cos w,$$

wo w die vom Meridiane der Sonne aus gerechnete Länge ist. Es wird also die Bestrahlung im Parallel φ gleich $B_\varphi \cos w$, und dementsprechend die mittlere Temperatur des Parallels φ

$$\Theta'_\varphi = \frac{1}{2\pi}\sqrt[4]{\frac{B_\varphi}{\sigma}}\int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \sqrt[4]{\cos w}\, dw. \tag{22}$$

Dieser Wert ist von demjenigen nach (21) berechneten wesentlich verschieden. Die Ausrechnung der Formel (22) ergibt

$$\Theta'_r : \Theta_\varphi = 0{,}56. \tag{22'}$$

Die beiden extremen Fälle für die Rotationsgeschwindigkeit weisen somit darauf hin, daß mit Abnahme derselben die mittlere Temperatur der Oberfläche abnimmt. Der Betrag dieser Abnahme kann aus dem gefundenen Verhältnis freilich auch nicht annähernd geschätzt werden; die Beziehung (22') kann aber, wenn Strahlungsmessungen von Satelliten vorliegen werden, zur Entscheidung über ihre unbekannte Rotationszeit von Bedeutung sein.

§ 5. Über die Wirkung der Atmosphäre auf die Bestrahlung eines Planeten durch die Sonne.

Bei der Erörterung des Einflusses der Atmosphärenhülle auf die Temperatur eines Planeten ist es in Anbetracht der geringen Ausdehnung der Atmosphären im Vergleich zu den Dimensionen des Planeten zulässig die Oberfläche des Planeten und die Begrenzung der Atmosphäre als eben anzusehen und auch die Refraktion der Strahlen in erster Annäherung zu vernachlässigen. Wir denken uns die Atmosphäre aus unendlich dünnen homogenen Schichten stetig abnehmender Dichte bestehend, so daß die Intensität der Strahlen in irgendeiner Höhe x über der Oberfläche nur von dieser Höhe abhängig ist. Es sei diese Intensität $J'(x)$. Beim Passieren der Atmosphäre nimmt diese Strahlung infolge der Absorption und der Zerstreuung des Lichtes proportional dem zurückgelegten Wege und der Stärke der Strahlung ab, woraus sich der Bouger-Lambertsche Ansatz ergibt:

$$dJ'x() = a(x)\, J'(x) \sec z \, dx. \tag{23}$$

Hier ist z der Einfallswinkel der Strahlung und $a(x)$ der für die Höhe x gültige Proportionalitätsfaktor. Das Zeichen der rechten Seite ist $+$, weil die Höhen x von der Oberfläche nach oben gerechnet werden. Die Integration dieser Gleichung für die ganze Höhe der Atmosphäre h ergibt für die Intensität der Strahlung an der Oberfläche

$$J'(0) = J'(h)\, e^{-\sec z \int_0^h a(x)\, dx} = J'(h)\, p^{\sec z}, \tag{24}$$

wo

$$p = e^{-\int_0^h a(x)\, dx} \tag{25}$$

der Transmissionskoeffizient genannt wird. Zu seiner Bestimmung ist die Kenntnis der Funktion $a(x)$ notwendig. Nun ist $J(h)$ gleich der Intensität der Strahlung an den Grenzen der Atmosphäre, d. h. nach (1) $J'(h) = \frac{J_0}{\varrho^2}$. Die von der Atmosphäre hindurchgelassene, direkte Sonnenstrahlung ist deshalb $\frac{J_0}{\varrho^2} p^{\sec z} \cos z$. Will man die gesamte, auf die beleuchtete Kugel einfallende, direkte Sonnenstrahlung bestimmen, so hat man die auf die Zone $2\pi r^2 \sin z\, dz$ einfallende Strahlung in den Grenzen 0 bis $\frac{\pi}{2}$ zu integrieren und erhält

$$J_a = 2\pi r^2 \frac{J_0}{\varrho^2}\int_0^{\frac{\pi}{2}} p^{\sec z} \sin z \cos z \, dz. \tag{26}$$

Derselbe Ausdruck bei $p = 1$ ergibt die einfallende Strahlung ohne Atmosphäre. Wir haben also die Möglichkeit, wenn wir den Ausdruck (26) für verschiedene Werte von p numerisch auswerten, das Verhältnis der direkten Sonnenstrahlung des Planeten mit und ohne Atmosphäre miteinander zu vergleichen. Folgende Tabelle enthält die Quotienten der beiden Bestrahlungen $\frac{J_a}{J}$.

p	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\frac{J_a}{J}$	0,435	0,550	0,680	0,830	1,000

§ 6. Die direkte und diffuse Strahlung.

Im Vorigen ist nur von der direkten bis zur Oberfläche durchdringenden Strahlung die Rede gewesen. Ein großer Teil des Verlustes, den die direkte Strahlung in der Atmosphäre erleidet, kommt der Oberfläche des Planeten als diffuse Strahlung zugute, indem nur ein Teil der letzteren in den Himmelsraum ausgestrahlt wird. Der Vorgang der Absorption und Diffusion der Sonnenstrahlung in der Atmosphäre eines Planeten ist sehr verwickelt. Wir wissen, daß auf der Erde die Absorption der Atmosphäre eine selektive ist und daß die Sonnenstrahlung, die bis zur Erdoberfläche hindurchdringt, von derselben ebenfalls selektiv absorbiert wird. Der in Wärme verwandelte Teil der Sonnenstrahlung wird auf seinem Wege durch die Atmosphäre zum größten Teil durch die Wasserdämpfe der Luft absorbiert, während der von der Oberfläche reflektierte Teil nur unbedeutend geschwächt wird. Ähnlich müssen wir uns die Vorgänge auf den anderen Planeten denken, die von Atmosphären umgeben sind. Die Verwandlungen der Sonnenenergie beim Vorgange der Reflexion können freilich dabei prozentuell von denjenigen auf der Erde verschieden sein. Besonders stark ist die Lichtzerstreuung und der nach dem Himmelsraum reflektierte Teil der Lichtstrahlung, wenn die Atmosphäre des Planeten Wolken enthält. Da diese auf verschiedener Höhe liegen können, und eine verschiedene Mächtigkeit besitzen können, dabei auch veränderliche Gebilde sind, so wird das Problem der Temperaturbestimmung durch dieselben noch mehr erschwert. Eine gewisse Schematisierung des Problems ist deshalb notwendig. Bezeichnet A die Albedo des Planeten, d. h. den Bruchteil der einfallenden Sonnenstrahlung, welcher in den Weltenraum zurückreflektiert wird, so ist $1-A$ der von der Oberfläche des Planeten und seiner Atmosphäre absorbierte Teil. Man kann annehmen, daß an die Grenze der Atmosphäre an Stelle von $J'(h)$ die Energiemenge

$$J''(h) = (1 - A)\frac{J_0}{\varrho^2} \qquad (27)$$

anlangt, und diese Strahlung der Absorption in der Atmosphäre unterliegt. $J''(x)$ sei die Intensität der direkten und diffusen Strahlung auf der Höhe x über der Oberfläche. Nur die direkte Strahlung durchläuft beim Einfallswinkel z die Strecke $\sec z\, dx$, während die diffuse Strahlung die Elementarschicht dx in allen möglichen Richtungen durchläuft. Man wird aber für Planetenatmosphären von geringer Dichte der Einfachheit halber auch ihren Weg gleich $\sec z\, dx$ ansetzen dürfen und an Stelle der Gleichung (23) schreiben

$$dJ''(x) = a_1(x) J''(x) \sec z\, dx, \qquad (28)$$

wo $a_1(x)$ das Absorptionsvermögen in der Höhe x bedeutet. Die Integration ergibt für die Intensität der an der Oberfläche anlangenden direkten und diffusen Strahlung

$$J''(0) = J''(h)\, p_a^{\sec z} = (1-A)\frac{J_0}{\varrho^2} p_a^{\sec z} \qquad (29)$$

p_a ist der Transmissionskoeffizient der Atmosphäre für direkte und diffuse Strahlung

$$p_a = e^{-\int_0^h a_1(x)\, dx} \qquad (30)$$

§ 7. Über den Absorptionskoeffizienten $a_1(x)$.

Man muß annehmen, daß die Atmosphäre des Planeten gleich derjenigen der Erde ein Gemisch verschiedener Gase darstellt, welche das Daltonsche Gesetz befolgen. Man kann daher jedes Gas einzeln behandeln und ihre Wirkungen addieren. Die Anwesenheit des Wasserdampfes verwickelt aber das Problem und muß daher gesondert diskutiert werden. Wir nehmen also an, die Atmosphäre bestehe aus einem idealen Gase, welches der Zustandsgleichung

$$vp = R\Theta$$

genügt, oder in anderer Form, wenn die Dichtigkeit in der Höhe x durch $\varrho(x)$ bezeichnet wird,

$$p(x) = R\Theta(x)\varrho(x) \qquad (31)$$

$\Theta(x)$ ist die absolute Temperatur für die Höhe x und R die für das Gas charakteristische Konstante. Das spezifische Gewicht $\sigma(x)$ ist

$$\sigma(x) = g(x)\varrho(x),$$

wo $g(x)$, die Beschleunigung der Schwerkraft, mit derjenigen an der Oberfläche des Planeten g durch die Gleichung zusammenhängt

$$\frac{g(x)}{g} = \frac{r^2}{(r+x)^2}.$$

Bei den geringen Dimensionen der Atmosphären kann aber die rechte Seite dieser Gleichung gleich 1 gesetzt werden, woraus sich ergibt

$$\sigma(x) = g\varrho(x). \qquad (32)$$

Außerdem ist

$$dp(x) = -g(x)\,dx$$

und daher ergibt die Differentiation der Gleichung (31)

$$R\varrho(x)\,d\Theta(x) + R\Theta(x)\,d\varrho(x) = -g\varrho(x)\,dx. \quad (33)$$

Zur Integration dieser Gleichung ist noch eine Beziehung zwischen $\varrho(x)$ und $\Theta(x)$ notwendig, die uns fehlt. Wir können aber bei der Bestimmung der Absorption der unteren Atmosphärenschicht (bei der Erde die Troposphäre) diese als isotherm betrachten

$$\Theta(x) = \Theta \text{ und } d\Theta(x) = 0$$

und statt (33) schreiben

$$R\Theta\,d\varrho(x) = -g\varrho(x)\,dx$$

oder auch

$$\frac{d\varrho(x)}{\varrho(x)} = -\frac{dx}{H},$$

wo

$$H = \frac{R\Theta}{g}. \quad (34)$$

Die Integration über die Atmosphäre ergibt das Gesetz für die Abnahme der Dichte der isothermen Atmosphäre

$$\varrho(x) = \varrho_0 e^{-\frac{x}{H}}. \quad (35)$$

H ist hier die Höhe einer homogenen Atmosphäre, die überall die an der Oberfläche des Planeten bestehende Dichte ϱ_0 besitzt und denselben Druck ausübt wie die wirkliche Atmosphäre. In der Tat betrachtet man die Gesamtmasse einer Luftsäule über der Einheit der Planetenoberfläche, so ist

$$M = \int_0^\infty \varrho(x)\,dx = \varrho_0 \int_0^\infty e^{-\frac{x}{H}} dx = \varrho_0 H. \quad (36)$$

Da die Atmosphäre aus einer Mischung mehrerer idealer Gase besteht, können auf Grund des Daltonschen Gesetzes die obigen Gleichungen (35) und (36) für jedes Gas einzeln hingeschrieben werden, nur haben ϱ_0 und H verschiedene Werte. Bezeichnet man die Dichtigkeit der Gase durch $\varrho_1\ \varrho_2\ \varrho_3 \ldots$, die entsprechenden Höhen ihrer Atmosphären durch $H_1 H_2 H_3 \ldots$, so wird die Dichte der wirklichen Atmosphäre gegeben sein durch den Ausdruck

$$\varrho(x) = \varrho_1 e^{-\frac{x}{H_1}} + \varrho_2 e^{-\frac{x}{H_2}} + \varrho_3 e^{-\frac{x}{H_3}} + \ldots.$$

Die Abnahme der Dichte für die einzelnen Gase ist natürlich verschieden und daher auch das Mischungsverhältnis. Die irdische Atmosphäre besteht vorwiegend aus Sauerstoff und Stickstoff, für welche Gase die Konstante R_0 nur wenig verschieden ist. Man kann daher für die Erde ansetzen $H_1 = H_2 = H$ und $\varrho_1 + \varrho_2 = \varrho$ und ϱ als die Dichte der trockenen Luft an der Erdoberfläche ansehen.

§ 8. Der Anteil des Wasserdampfes

ist in der irdischen Atmosphäre außerordentlich veränderlich; nach Hann[7]) darf man den mittleren Dampfdruck in verschiedenen Höhen $e(x)$ der dritten Potenz des atmosphärischen Druckes proportional ansetzen —

$$\frac{e(x)}{e(0)} = \left[\frac{p(x)}{p(0)}\right]^3.$$

In einer isothermen Atmosphäre, die nicht von Wasserdampf gesättigt ist, kann man den Dampfdruck als proportional der Dichte des Wasserdampfes ansehen. Somit hat man auch

$$\varrho'(x) = \varrho_0' \left[\frac{p(x)}{p(0)}\right]^3$$

und, da Θ konstant ist, auf Grund von (35)

$$\frac{p(x)}{p(0)} = \frac{\varrho(x)}{\varrho_0} = e^{-\frac{x}{H}},$$

woraus folgt

$$\varrho'(x) = \varrho_0' e^{-\frac{3x}{H}} = \varrho_0' e^{-\frac{x}{H'}},$$

wo

$$H' = \frac{H}{3}. \quad (37)$$

Diese Gleichung bestimmt die Abnahme der Dichte des Wasserdampfes mit der Höhe in der unteren isothermen Schicht der Atmosphäre. Sie hat dieselbe Form wie die Gleichung (35), doch bedeutet in ihr H' nicht mehr die Höhe einer reinen Wasserdampfatmosphäre gleicher Dichte. Eine solche hätte eine viel größere Höhe. Die Gleichungen (35) und (37) gestatten es nun den Absorptionskoeffizienten $a(x)$ bei den gemachten Voraussetzungen abzuleiten. Da dieser der Dichte der Gase proportional sein muß, wie das in allen Theorien der Lichtextinktion angenommen wird, dabei verschieden ist für verschiedene Gase, so ist der Ausdruck für den Absorptionskoeffizienten eines Gemisches von Gasen oder einer Atmosphäre auf Grund des Vorigen

$$a_1(x) = a_1 e^{-\frac{x}{H_1}} + a_2 e^{-\frac{x}{H_2}} + a_3 e^{-\frac{x}{H_3}} + \ldots.$$

wo $a_1\ a_2 \ldots$ neue Konstanten bedeuten. Der Transmissionskoeffizient der Atmosphäre ist dann auf Grund von (30)

$$p_a = e^{-a_1 H_1 - a_2 H_2 - a_3 H_3 \ldots} \quad (38)$$

während das Absorptionsvermögen

$$a_m = 1 - p_a$$

ist.

Bestände die Atmosphäre nicht aus einer Mischung, sondern aus den einzelnen Gasen, so wären ihre Absorptionskoeffizienten

$$a'_m = 1 - e^{-a_1 H_1}, \quad a''_m = 1 - e^{-a_2 H_2},$$
$$a'''_m = 1 - e^{-a_3 H_3}.$$

Entwickelt man den Ausdruck (38) nach Beschränkung auf drei Gaskomponenten, so erhält man

$$a_m = 1 - (1 - a'_m)(1 - a''_m)(1 - a'''_m).$$

Dieses a_m ist, wie man sieht, nur dann gleich der Summe der Absorptionsvermögen der einzelnen Gase

$$a_m = a'_m + a''_m + a'''_m, \tag{39}$$

wenn man die Produkte $a'_m a''_m$ als klein vernachlässigen kann.

§ 9. Zusammenhang zwischen der Bestrahlung und der Temperatur eines Planeten mit Atmosphäre.

Die Ausführungen in § 1 über die Abhängigkeit der Temperatur von der Bestrahlung können jetzt auf einen Planeten mit Atmosphäre erweitert werden. Die in Formel (27) ausgedrückte Strahlungsmenge, welche bis zur Oberfläche des Planeten gelangt, wird von ihr vollständig absorbiert, da im Ausdrucke A der gesamten Reflexion schon Rechnung getragen ist. Aber außer dieser direkten und diffusen Sonnenstrahlung, welche wir für die Oberfläche mit $W(o,t)$ bezeichnen, erhält dieselbe noch diejenige dunkle Strahlung, welche die erwärmte Atmosphäre ihr zustrahlt. Auch von dieser können wir annehmen, daß sie vollständig von der Oberfläche absorbiert wird. Bezeichnet man ihre Intensität in der Höhe x durch $O(x,t)$, so ist $O(h,t)$ an der Grenze der Atmosphäre gleich o. Der Ausdruck für das Strahlungsgleichgewicht ist

$$\frac{dQ_r}{dt} = W(o,t) + O(o,t), \tag{40}$$

wo $\frac{dQ_r}{dt}$ die in der Zeiteinheit von der Oberfläche ausgestrahlte Wärmemenge bedeutet. Hieraus ergibt sich der Ausdruck für die absolute Temperatur der Oberfläche

$$a_f \sigma \Theta_f^4 = W(o,t) + O(o,t). \tag{41}$$

§ 10. Der Einfluß einer dünnen Atmosphärenschicht auf die Temperatur der Oberfläche.

Der Ausdruck für $O(o,t)$, die Gegenstrahlung der Atmosphäre, ist sehr einfach, wenn man sich dieselbe als isotherme Schicht gleichmäßiger Dichte denkt, was für den Fall des Planeten Mars denkbar ist. Wir nehmen also an, die Atmosphäre des Planeten habe die geringe Höhe h, die Dichte ϱ_0 und die Temperatur Θ. Es ist dann

$$a_1(x) = k_1 \varrho_0$$

und

$$p_a = e^{-k_1 \varrho_0 h}. \tag{42}$$

Wir suchen jetzt den Ausdruck für die von der Atmosphäre absorbierte Strahlung. $W(h,t)$ bezeichnet die Strahlungsmenge auf der Einheit der Fläche an der Grenze der Atmosphäre und ist daher

$$W(h,t) = J''(h) \cos z = (1 - A) W_1(t),$$

wo $W_1(t)$ die Strahlungsmenge pro Zeit- und Flächeneinheit bedeutet, die bei Abwesenheit der Atmosphäre einfallen würde. An die Oberfläche des Planeten gelangt die Strahlungsmenge $W(o,t)$. Die Atmosphäre absorbiert also

$$\left.\begin{aligned}(1 - A) W_1(t) - W(o,t) &= \\ = a_m(z)\,(1 - A)\, W_1(t), &\end{aligned}\right\} \tag{43}$$

wo

$$a_m(z) = 1 - p_a^{\sec z}.$$

Das ist die von der Atmosphäre absorbierte Strahlungsmenge, soweit sie von der direkten und diffusen Sonnenstrahlung selbst herrührt. Außerdem absorbiert aber die Atmosphäre einen Teil der Wärmestrahlung des Planeten. Bezeichnet man durch $E(x)$ die Intensität dieser Strahlung im Abstande x, dann ist

$$dE(x) = -a_2(x) E(x) dx, \tag{44}$$

wo $a_2(x)$ das Absorptionsvermögen der Atmosphäre für dunkle Strahlung in der Höhe x über der Planetenoberfläche bedeutet. Da nun

$$E(o) = \frac{dQ_r}{dt},$$

so ergibt die Integration von (44)

$$\left.\begin{aligned} E(x) &= \frac{dQ_r}{dt} e^{-\int_0^x a_2(x)\,dx} \\ \text{und} \\ E(h) &= \frac{dQ_r}{dt} e^{-\int_0^h a_2(x)\,dx} \end{aligned}\right\} \tag{45}$$

wo

$$e^{-\int_0^h a_2(x)\,dx} = p'_a \tag{45'}$$

der Transmissionskoeffizient der Atmosphäre für dunkle Strahlung ist. Hierbei ist die ursprüngliche Voraussetzung dieses § gleicher Temperatur und Dichte fallen gelassen. Kehrt man zu ihr zurück, so ist

$$a_2(x) = k \varrho_0 \text{ und } p'_a = e^{-k \varrho_0 h}. \tag{46}$$

Bezeichnet man durch $a'_m = 1 - p'_a$ das Absorptionsvermögen der Atmosphäre für die dunkle Strahlung des Planeten, so hat man also für die gesamte von der Atmosphäre absorbierte Strahlungsmenge den Ausdruck

$$a_m(z)\,(1-A)\,W_1(x) + a'_m \frac{dQ_r}{dt}.$$

Bei den gemachten Voraussetzungen über die Isothermie und gleiche Dichte der Atmosphäre muß sie von beiden begrenzenden Ebenen die gleiche Strahlungsmenge ausstrahlen. Die nach der Planetenoberfläche gerichtete Strahlung haben wir durch $O(o,t)$ bezeichnet. Es ist also die Differenz des obigen Ausdruckes gegen $2\,O(o,t)$ die Energie, welche zur Erwärmung der Atmosphäre verwandt worden ist. Daher ist, wenn c die spezifische Wärme der Atmosphäre bedeutet

$$c\varrho_0 h \frac{d\Theta}{dt} = a_m(z)\,(1-A)\,W_1(t) + \\ + a'_m \frac{dQ_r}{dt} - 2\,O(o,t).$$

Nun kann auch $O(o,t)$ durch das Stephansche Strahlungsgesetz dargestellt werden in der Form

$$O(o,t) = a'_m \sigma \Theta^4$$

und $\frac{dQ_r}{dt}$, ebenso nach Gleichung (6). Wir erhalten daher

$$\left.\begin{aligned} c\varrho_0 h \frac{d\Theta}{dt} = a_m(z)\,(1-A)\,W_1(t) + \\ + a'_m a_p \sigma \Theta_p^4 - 2\,a'_m \sigma \Theta^4. \end{aligned}\right\} \quad (47)$$

In dieser Gleichung kann noch Θ_p^4 ersetzt werden durch seinen Ausdruck in Gleichung (41), den wir mit Hilfe von (43) in folgender Form schreiben:

$$a_p \sigma \Theta_p^4 = \left[1 - a_m(z)\right](1-A)\,W_1(t) + a'_m \sigma \Theta^4. \quad (48)$$

Dann ergibt die Integration von (47) den Ausdruck für die Temperatur der Atmosphäre als Funktion der Zeit.

§ 11. Die Glashauswirkung der Atmosphäre.

Setzt man in den Gleichungen (47), (48) die Strahlung als konstant voraus

$$W_1(t) = W_m, \quad (49)$$

so wird in der Atmosphäre eine konstante Temperatur herrschen, $\frac{d\Theta}{dt} = 0$, und man erhält an Stelle von (48) und (47) die Gleichungen

$$a_p \sigma \Theta_p^4 - a'_m \sigma \Theta^4 = (1 - a_m)\,(1-A)\,W_m, \quad (50)$$

$$a'_m a_p \sigma \Theta_p^4 - 2\,a'_m \sigma \Theta^4 = -\,a_m (1-A)\,W_m, \quad (51)$$

woraus sich ergibt

$$\Theta_p = \sqrt[4]{\frac{1}{a_p \sigma}\,\frac{2 - a_m}{2 - a'_m}\,(1-A)\,W_m}, \quad (52)$$

$$\Theta = \sqrt[4]{\frac{1}{a'_m \sigma}\,\frac{a_m + a'_m(1-a_m)}{2 - a'_m}\,(1-A)\,W_m}, \quad (53)$$

Für einen Planeten ohne Atmosphäre ist die Temperatur durch Gleichung (9) gegeben. Das Verhältnis der Werte Θ_p nach (52) und (9) ergibt die Wirkung der Atmosphäre, welche in der Literatur den Namen der Glashauswirkung erhalten hat. Dieses Verhältnis ist

$$G = \sqrt[4]{\frac{2 - a_m}{2 - a'_m}\,\frac{1-A}{a_p}}. \quad (54)$$

Für den speziellen Fall, daß keine Reflexion an der Oberfläche und an der Atmosphäre stattfindet, d. h. die ganze einfallende Strahlung absorbiert wird, $A = O$, $a_p = 1$, folgt

$$G = \sqrt[4]{\frac{2 - a_m}{2 - a_m}}. \quad (55)$$

G ist größer als die Einheit, da $a_m < a'_m$. Seinen Maximalwert

$$\sqrt[4]{2} = 1{,}189$$

erreicht der obige Ausdruck für

$$a_m = O;\ a'_m = 1,$$

d. h. wenn die Atmosphäre gar keine einfallende Strahlung absorbiert, dagegen die ganze Strahlung des Planeten, in welchem Falle die Temperatur des Planeten durch die Atmosphäre um 19 Proz. erhöht wird. Da Glas nahezu die obigen Eigenschaften besitzt, für die helle Strahlung durchsichtig und für die Wärmestrahlung undurchsichtig zu sein, so ist ein von Glasfenstern abgeschlossener Raum immer wärmer als die äußere Luft, weshalb dasselbe auch für Treibhäuser verwendet wird. Eine ähnliche, wenn auch nicht so stark ausgeprägte Wirkung, besitzen feuchte Luft und Wolken, deren Wirkung deshalb mit derjenigen des Glashauses verglichen wird. Darauf hat wohl Tyndall (8) zum ersten Male aufmerksam gemacht.

§ 12. Die Differentialgleichung des Strahlungsvorganges in den Atmosphären der Planeten.

Wir behandeln jetzt den allgemeinen Fall, wo die Atmosphäre des Planeten eine beliebige Höhe h' besitzt, und ihre Dichte und Temperatur eine beliebige aber stetige Funktion der Höhe x ist. Dann sind die Absorptionsvermögen $a_1(x)$ und $a_2(x)$ für die Sonnen-

strahlung und die dunkle Strahlung ebenfalls Funktionen der Höhe.

Wir betrachten eine Elementarschicht S_x der Atmosphäre im Abstande x von der Oberfläche und von der Dicke dx. Diese Schicht wird durchströmt durch folgende Strahlungen: die direkte und diffuse Strahlung der Sonne; die dunkle Strahlung der Atmosphäre, die nach der Oberfläche des Planeten gerichtet ist und die wir mit $O(x,t)$ bezeichnet haben; und endlich durch die dunkle Strahlung, die nach dem Himmelsraum gerichtet ist, welche wir mit $U(x,t)$ bezeichnen wollen. Diese letztere besteht aus der dunklen Strahlung der Planetenoberfläche und der dunklen Strahlung der Atmosphäre, welche letztere für $x = 0$ als verschwindend angesehen werden kann, so daß

$$U(0,t) = \frac{dQ_r}{dt}. \tag{56}$$

Von diesen Strahlungen sind folgende Teile durch die Schicht S_x absorbiert: von der Sonnenstrahlung die Menge $dW = a_1(x)\,W(x,t)\sec z\,dx$, von den Strahlungen $O(x,t)$, $U(x,t)$ die Mengen $a_2(x)\,O(x,t)\,dx$ und $a_2(x)\,U(x,t)\,dx$. Bezeichnet man durch $\varepsilon(x,t)\,dx$ die Strahlungen, welche die Schicht S_x durch die beiden Grenzflächen aussendet, so erhält man für die absorbierte Strahlung, welche in Wärme verwandelt wird

$$\left.\begin{aligned}\frac{dQ}{dt} &= c\varrho(x)\frac{\partial\Theta(x,t)}{\partial t}\,dx = \\ &= [(a_1(x)\,W(x,t)\sec z + a_2(x)\,O(x,t) + \\ &\quad + a_2(x)\,U(x,t) - 2\varepsilon(x,t)]\,dx.\end{aligned}\right| \tag{57}$$

Hier bedeutet c die spezifische Wärme der Atmosphäre für die Einheit der Masse bei konstantem Volumen. Es werden hierbei die Konvektionsströme vernachlässigt. Zu dieser Differentialgleichung (57) kommen zwei andere hinzu. Beim Hindurchgehen der Strahlung $O(x,t)$ durch die Schicht S_x wird dieselbe um den Betrag $a_2(x)\,O(x,t)\,dx$ geschwächt, d. h. in der Richtung $+x$ um denselben Betrag vergrößert. Außerdem wächst sie um den Betrag $\varepsilon(x,t)$ durch Emission nach der Planetenoberfläche, oder nimmt um denselben Betrag ab in der Richtung $+x$. Wir haben daher

$$\frac{\partial O(x,t)}{dx} = a_2(x)\,O(x,t) - \varepsilon(x,t). \tag{58}$$

Eine ähnliche Betrachtung in bezug auf die Strahlung $U(x,t)$ führt zu der Gleichung

$$\frac{\partial U(x,t)}{\partial x} = -a_2(x)\,U(x,t) + \varepsilon(x,t). \tag{59}$$

Setzt man

$$\left.\begin{aligned}O(x,t) + U(x,t) &= Y(x,t),\\ O(x,t) - U(x,t) &= Z(x,t),\end{aligned}\right| \tag{60}$$

so ergibt die Summe und die Differenz von (58) und (59)

$$\frac{\partial Y(x,t)}{\partial x} = a_2(x)\,Z(x,t), \tag{61}$$

$$\frac{\partial Z(x,t)}{\partial x} = a_2(x)\,Y(x,t) - 2\varepsilon(x,t). \tag{62}$$

Die Gleichung (57) läßt sich demnach in der Form schreiben

$$\left.\begin{aligned}2\varepsilon(x,t) + c\varrho(x)\frac{\partial\Theta(x,t)}{\partial t} &= \frac{\partial W(x,t)}{\partial x} + \\ &\quad + a_2(x)\,Y(x,t),\end{aligned}\right| \tag{63}$$

während an Stelle von (62) die Gleichung tritt:

$$\frac{\partial Z(x,t)}{\partial x} = c\varrho(x)\frac{\partial\Theta(x,t)}{\partial t} - \frac{\partial W\,x,t)}{\partial x}. \tag{64}$$

Hier ist $\varepsilon(x,t)$ nach dem Kirchhoffschen und Stefanschen Gesetze gleich

$$\varepsilon(x,t) = a_2(x)\,\sigma\Theta^4(x,t). \tag{65}$$

Die Gleichungen (61), (63), (64) sind die Differentialgleichungen des Vorganges. Bei ihrer Integration sind die Grenzbedingungen zu beachten

$$Z(O,t) = -(1-A)\,W_1(t)\,p_a, \tag{66}$$

$$Y(h,t) + Z(h,t) = 0. \tag{67}$$

§ 13. Die Integration der Gleichungen des Strahlungsvorganges für konstante Strahlung.

Darf man in den obigen Gleichungen das Argument t fortlassen, so daß $W_1(t) = W_m = \text{const}$ und

$$\frac{\partial\Theta(x,t)}{\partial t} = 0,$$

sowie die Funktionen Θ, Y, Z und ε nur Funktionen von x sind, so erhält man die Differentialgleichungen des Strahlungsvorganges

$$\frac{dY(x)}{dx} = a_2(x)\,Z(x), \tag{68}$$

$$\frac{dZ(x)}{dx} = -\frac{dW(x)}{\partial x}, \tag{69}$$

$$2\varepsilon(x) = \frac{dW(x)}{dx} + a_2(x)\,Y(x). \tag{70}$$

Für die Grenzbedingungen erhält man

$$Z(0) = -(1-A)\,W_m\,p_a^{\sec z}, \tag{71}$$

$$Y(h) + Z(h) = 0. \tag{72}$$

Die Integration von (69) ergibt

$$Z(x) = -W(x) + C$$

und da $Z(0) = -W(0)$, so folgt

$$Z(x) = -W(x) \tag{73}$$

und für die obere Grenze der Atmosphäre

$$Y(h) = -Z(h) = (1-A)\,W_m. \tag{74}$$

Aus Gleichung (68) und (72) folgt weiter

$$dY(x) = -a_2(x)\,W(x)\,ax$$

und nach Integration dieses Ausdruckes in den Grenzen von x bis h

$$Y(x) = (1 - A) W_m + \int_x^h a_2(x) W(x) dx. \quad (75)$$

Aus Gleichung (65) und (70), sowie der letzten, folgt

$$\left.\begin{aligned} 2\sigma\Theta^4(x) &= \frac{a_1(x)}{a_2(x)} \sec z\, W(x) + \\ &+ (1 - A) W_m + \int_x^h a_2(x) W(x) dx. \end{aligned}\right\} \quad (76)$$

Diese Gleichung bestimmt die Temperatur der Atmosphäre in der Höhe x. Für die obere Grenze der Atmosphäre folgt

$$2\sigma\Theta^4(h) = \left[1 + \frac{a_1(h)}{a_2(h)} \sec z\right](1 - A) W_m. \quad (77)$$

Aus Gleichung (41) folgt weiter

$$a_p \sigma \Theta_p^4 = W(0) + \tfrac{1}{2}[Y(0) + Z(0)], \quad (78)$$

oder unter Benutzung der letzten Gleichungen

$$a_p \sigma \Theta_p^4 = \tfrac{1}{2}(1 - A) W_m \left[1 + p_a^{\sec z} + \int_0^h a_2(x)\, e^{-\sec z \int_x^h a_1(x)\, dx} dx\right]. \quad (79)$$

Letztere Gleichung bestimmt die Temperatur der Planetenoberfläche. Der besondere Fall, wo

$$a_1(x) = 0 \text{ und } p_a = 1,$$

d. h. die Atmosphäre ganz durchsichtig für die Sonnenstrahlung ist, hat ein besonderes Interesse. Man hat an Stelle der Gleichung (76) und (77) folgende

$$\sigma\Theta^4(x) = \tfrac{1}{2}(1 - A) W_m \left[1 + \int_x^h a_2(x) dx\right], \quad (80)$$

$$\sigma\Theta^4(h) = \tfrac{1}{2}(1 - A) W_m \quad (81)$$

und für die Temperatur der unteren Atmosphärengrenze mit Beachtung von (45)'

$$\sigma\Theta^4(0) = \frac{1 - \log \text{nat}\, p'_a}{2}(1 - A) W_m, \quad (82)$$

während für die Temperatur der Oberfläche sich an Stelle von (79) ergibt

$$a_p \sigma \Theta_p^4 = \frac{2 - \log \text{nat}\, p'_a}{2}(1 - A) W_m. \quad (83)$$

Wir sehen, daß im allgemeinen Falle die Bestimmung der Temperatur der Planetenoberfläche und seiner Atmosphäre, außer dem Reflexionsvermögen A noch die Kenntnis der Absorptionskoeffizienten der Oberfläche a_p und der Atmosphäre, letztere sowohl für die gesamte Sonnenstrahlung $a_1(x)$ als für die dunkle Strahlung $a_2(x)$ in verschiedenen Höhen voraussetzt. Da aber über die Bestandteile der Planetenatmosphären nur wenig bekannt ist, bleiben die letztgenannten Größen unbekannt. In der irdischen Atmosphäre sind es geringe Mengen des vorhandenen Wasserdampfes und der Kohlensäure, welche die dunkle Strahlung absorbieren, und die Ausgleichung der Temperaturunterschiede, sowie die Erhöhung der mittleren Tagestemperatur bewirken. Wir sind noch weit davon entfernt, für andere Planeten die Bestandteile ihrer Atmosphären mit Sicherheit angeben zu können. Daher ist auch die Anwendung der Theorie dieses Paragraphen in aller Strenge zunächst unmöglich. Annähernd wird sie weiter auf Mars angewandt.

Wir übergehen deshalb auch die Integration der Differentialgleichungen für den allgemeinen Fall einer periodisch veränderlichen Strahlung, die in dem letzten Kapitel von Milankowitsch's Buch durchgeführt wird.

§ 14. Die Anwendung der Theorie für die Temperaturbestimmung der Marsoberfläche.

Ausgehend von den astronomischen Daten für die große Halbachse der Marsbahn $a = 1{,}5237$, die Exzentrizität $e = 0{,}0933$, die Neigung des Äquators zur Marsbahn $\varepsilon = 25^0 13'$ und die Rotationszeit $t = 24^h 37'^m 23^s$ berechnet der Autor zunächst die einfallenden Strahlungsmengen für die verschiedenen Breiten im Sommer, im Winter und im Mittel für das ganze Jahr. Er findet hierbei aus der Länge des Marsperihels und derjenigen zur Zeit des Äquinoktiums einen wesentlich größeren Unterschied der Jahreszeitlängen für die südliche und die nördliche Marshälfte, als bei der Erde. Die südliche Marshälfte hat einen langen und einen kalten Winter und einen kürzeren Sommer, was durch folgende Zahlen für die Anzahl der warmen und kalten Tage gekennzeichnet wird. Für die nördliche Marshälfte ist die Dauer zwischen Frühlings- und Herbstäquinoktium 381 Tage 17 Stunden, die Dauer aber zwischen Herbst- und Frühlingsäquinoktium 305 Tage und 6 Stunden. Umgekehrt ist für die südliche Marshälfte der Winter die längere Jahreszeit. Dafür ist während des Sommers auf der südlichen Marshälfte der Planet in seinem Aphel, was bei der großen Exzentrizität seiner Bahn eine wesentlich stärkere Bestrahlung bedingt. Diese Verhältnisse, die von den irdischen stark abweichen, sind für die Beurteilung der Temperaturverhältnisse auf Mars von großer Bedeutung und die vom Ver-

fasser hergestellten Tafeln der Bestrahlung für verschiedene Breiten daher sehr wertvoll. Für das Reflexionsvermögen der sichtbaren Strahlung wird der Wert 0,22 angenommen. Die Größe A, das Reflexionsvermögen der gesamten Strahlung, ist jedenfalls noch geringer einzuschätzen. Sie kann als die Summe der Reflexionsvermögen für die Oberfläche des Planeten R_1 und der Atmosphäre R_2 angesehen werden

$$A = R_1 + R_2.$$

Aus Vergleichsschätzungen mit irdischen Verhältnissen, die Arrhenius (9) entnommen werden, kommt der Verfasser für Mars zu den Werten $R_1 = 0{,}08$, $R_2 = 0{,}04$, $A = 0{,}12$.

Die Marsatmosphäre ist jedenfalls durchsichtiger als die irdische, der Transmissionskoeffizient für Sonnenstrahlung liegt deshalb in den Grenzen

$$0{,}90 < p_a < 1.$$

Verfasser rechnet endgültig mit dem Werte $p_a = 1$. Zur Anwendung der Gleichungen (82) und (83) fehlt uns noch der Wert p'_a für die dunkle Strahlung. Ein Wert für p'_a wird aus folgenden Überlegungen abgeschätzt.

Es ist sehr wahrscheinlich, daß die Marsatmosphäre Wasserdämpfe enthält. Das beweist das Anwachsen und Verschwinden der Polarkalotte, die nichts anderes als Schnee und Eis darstellen kann. Trotzdem wäre es unmöglich, einen Wert für p'_a anzugeben, weil die Menge des Wasserdampfes, von der er so wesentlich abhängt, unmöglich geschätzt werden kann. Hier kommt uns nun die Beobachtung der Marsoberfläche zu Hilfe. Man hat beobachtet, daß die nördliche Polarkalotte niemals ganz verschwindet, wie das die südliche in der Regel tut. Die Ursache haben wir schon genannt, sie liegt in der größeren Wärme des Südpolarsommers. Wenn es Ausnahmejahre gibt, in welchen auch die Südpolarkalotte nicht ganz verschwindet, so ist das ein Beweis dafür, daß die atmosphärische Hülle über ihr sich nicht hoch über den Gefrierpunkt erwärmt. Es ist leicht, bei Benutzung der astronomischen Daten zu berechnen, daß die Bestrahlung des Südpols im Sommer

$W = 0{,}431$ g cal pro Quadratzentimeter u. Minute

beträgt. Wenn bei dieser Bestrahlung

$$\Theta(0) = 273^0$$

sein soll, so folgt aus Gleichung (82), daß

$$p'_a = 0{,}30$$

sein muß. Aber schon ein geringeres Absorptionsvermögen oder ein größerer Transmissionskoeffizient würde zur Erklärung ausreichen. Es ergibt sich nämlich aus (83) bei den obigen Werten von p'_a und W als Temperatur der Oberfläche $\Theta_p = 305^0$ oder 32^0 C. Das ergibt einen gewaltigen Unterschied zwischen der Temperatur der Luft und der Oberfläche, welcher starke Konvektionsströme zur Folge haben müßte, die den Unterschied ausgleichen und die Luft bedeutend über den Gefrierpunkt erwärmen müßten. Dies widerspricht aber der Beobachtung. Es müssen also größere Werte für p_a angenommen werden.

Um Willkür zu vermeiden, berechnet der Verfasser mit dem Werte $p'_a = 0{,}30$ und den Werten W_m für die Bestrahlung in verschiedenen Breiten nach den Formeln (82) und (83) die mittleren Temperaturen für verschiedene Breitengrade. Diese sind wegen des kleinen Wertes p'_a als obere Grenzwerte der mittleren Jahrestemperaturen auf der Marsoberfläche anzusehen.

Breite	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
Temp.	— 3°	— 4°	— 7°	— 12°	— 18°	— 27°	— 38°	— 46°	— 51°	— 52°

Hieraus leitet sich die mittlere Temperatur der Oberfläche ab zu -7^0. In Wirklichkeit ist sie etwas tiefer anzunehmen. Da der Verfasser die Arrheniussche Ansicht teilt, wonach die dunklen Partien der Marsoberfläche Meere darstellen sollen, ist er gezwungen auch die Ansicht von Arrhenius über den starken Salzgehalt dieser Meere anzunehmen. Starke Salzlösungen können einen Schmelzpunkt bei -22^0 haben, wodurch das Erscheinen und Verschwinden der dunklen Marspartien erklärt sein würde. Weshalb aber die gefrorenen Meere nicht die Weiße der Marskalotten besitzen, sondern im Winter und Frühjahr orangefarben erscheinen, bleibt dabei unerklärt.

Man könnte auch mit Hilfe der Gleichung (82) die Temperatur $\Theta(0)$ der Atmosphäre für die verschiedenen Breiten berechnen, man erhält dann aber mit dem obigen Werte p'_a, ebenso wie früher, um ca. 30^0 tiefere Temperaturen als auf der Oberfläche. Ein solcher Zustand ist undenkbar, weil er zu starken Konvektionsströmen Anlaß geben müßte, was die Temperatur der Luft wiederum erhöhen würde.

Der tägliche Gang der Temperatur auf dem Mars muß eine viel größere Amplitude aufweisen als derjenige auf der Erde. In der Tat sind es, nach den Untersuchungen von Abbot und Fowle, nur 50 Proz. der direkten Sonnenstrahlung, welche an klaren Tagen die

Erdoberfläche erreichen. Diese Zahl gilt für die ganze beleuchtete Erdhälfte. Das entspricht einem Transmissionskoeffizienten $p = 0{,}65$. Nach spektroskopischen Beobachtungen von Campbell ist die Wasserdampfmenge in der Marsatmosphäre jedenfalls bedeutend kleiner als in der irdischen. Da der Transmissionskoeffizient auf Mount Whitney an klaren Tagen 0,90 beträgt, so darf man für Mars den Wert $p = 0{,}95$ annehmen. Dann beweist eine einfache Rechnung, daß die Bestrahlung auf der Marsoberfläche trotz des größeren Abstandes von der Sonne stärker ist als auf der Erde. Die Erwärmung während des Marstages ist deshalb größer als auf der Erde und die Maximaltemperaturen werden diejenigen auf der Erde übersteigen. Umgekehrt werden die Nachttemperaturen bei größerer Durchlässigkeit der Atmosphäre für die Wärmestrahlung unter die Minimaltemperaturen der Erde sinken. Die in der obigen Tabelle eingeführten mittleren Tagestemperaturen sagen natürlich über diesen scharfen Wechsel nichts aus.

Eine gute Bestätigung der hier entwickelten theoretischen Ableitungen werden wir in den neuesten Strahlungsmessungen von Coblentz kennen lernen, der auch dieselbe Erklärung für sie gibt.

§ 15. Betrachtungen über die mögliche Temperatur der Venusoberfläche.

Im Gegensatz zu Mars hat Venus eine sehr hohe Albedo (0,59) und das Reflexionsvermögen ihrer Oberfläche kann noch höher geschätzt werden. Diese Tatsache hat zu der Anschauung geführt, daß der Planet ständig von einer undurchsichtigen Hülle umgeben ist. Nach spektroskopischen Beobachtungen hat der Planet eine kurze Rotationszeit um seine Achse, ähnlich wie die Erde, während nach älteren visuellen Beobachtungen diese der Umlaufszeit des Planeten um die Sonne gleich sein soll. Der Verfasser diskutiert nur die Folgerungen der ersten Annahme, einer kurzen Rotationszeit bei einer dichten wolkigen Atmosphäre. Die einfallende mittlere Wärmemenge ist nach Formel (1) bei einem Abstande

$$\varrho = 0{,}7233 \text{ für Venus,}$$

$$W_m = 0{,}956 \frac{\text{g cal}}{\text{cm}^2 \text{ min}}.$$

Nimmt man das Reflexionsvermögen der Wolkenoberfläche zu 0,65 an, so dringt durch dieselbe nur 35 Proz. der obigen Strahlungsmenge. Es sind also 0,335 g cal, die zur Erwärmung des Planeten beitragen. Wenn die Atmosphäre der Venus dasselbe Absorptionsvermögen besäße wie die irdische, so dürften wir für die mittlere Temperatur der unteren Atmosphärenschicht die Gleichung ansetzen

$$\frac{\Theta_{\text{Venus}}}{\Theta_{\text{Erde}}} = \sqrt[4]{\frac{W_{\text{Venus}}}{W_{\text{Erde}}}},$$

wenn für die Erde $W = 0{,}300$ g cal angenommen werden, welchen Wert der Verfasser bei strenger Rücksichtnahme auf die mittlere Bewölkung der Erde als den sichersten abgeleitet hat, und bei $\Theta_{\text{Erde}} = 289{,}5$ abs. $= 16{,}5^0$ C, wird

$$\Theta_{\text{Venus}} = 289{,}5 \sqrt[4]{\frac{3346}{3000}} = 297{.}5 = 24{,}5^0 \text{ C}.$$

Wir hätten also auf der Oberfläche der Venus, die ein äußerst feuchtes Klima besitzen müßte, eine um 8^0 höhere Temperatur als auf der Erde. Bei einem stärkeren Absorptionsvermögen der Wärmestrahlung müßte die schützende Wirkung der feuchten Atmosphäre diese Temperatur noch steigern. Eine strenge Bestimmung derselben ist bei der Unkenntnis der Werte p_a und p'_a unmöglich. Verfasser machte noch eine Berechnung der Absorption der Strahlung und der resultierenden Oberflächentemperatur für den Fall, daß die Atmosphäre der Venus aus reinem Wasserdampf besteht, und dieser eine mehrfach größere Dichte als diejenige auf der Erdoberfläche, besitzt. Er erhält Temperaturen von 70^0 C und mehr, was auch zu erwarten war. Die Temperatur der Venusoberfläche ist demnach wesentlich höher als die irdische, doch läßt sich bei der vollkommenen Unkenntnis ihrer anderen Bestandteile außer des Wasserdampfes und ihrer Dichte aus der Theorie keine genauere Zahl für sie angeben.

§ 16. Ältere Temperaturbestimmungen der Marsoberfläche.

Die älteren Temperaturbestimmungen der Planeten rechnen noch mit der Newtonschen Strahlungsformel, nach welcher die Strahlung proportional mit der absoluten Temperatur wächst; in späteren Veröffentlichungen trifft man auch die Formel von Dulong und Petit. Wir können diese Arbeiten übergehen. Als erster von den Forschern, welche das Stefansche Strahlungsgesetz anwendet, ist Christiansen (11) zu nennen. Für die Marsoberfläche, bei welcher die Wirkung der Atmosphäre nicht vernachlässigt werden darf, ist aber erst die Methode von Lowell (12) und die an sie an-

schließende Kritik von Poynting (13) von methodischer Bedeutung geworden.

Die Resultate von Lowell in bezug auf die Marsoberfläche sind folgende

Mittlere Temperatur der Marsoberfläche	9° C
Siedetemperatur des Wassers	+ 44° C
Atmosphärendruck	177 mm
Dichte der Luft an der Oberfläche	$^1/_{12}$ der irdischen.

Diese Zahlen haben heute nur noch historischen Wert. Bei der Ableitung nimmt Lowell die Solarkonstante von Very an, welche heute nach den Untersuchungen auf dem Mount Wilson ungefähr auf die Hälfte reduziert werden muß. Für die Albedo des Mars wird noch der Müllersche Wert 0,27 benutzt und aus der Abweichung dieses Wertes von einem anderen, welcher sich nach dem Aussehen des Planeten schätzen läßt, wird die Albedo der Atmosphärenhülle des Mars bestimmt. Die geschätzte Albedo der Oberfläche, die aus Wüstensand, durchbrochen von Vegetation, und der Polarkalotte bestehend angenommen wird, ist 0,13. Die Durchlässigkeit der Marsatmosphäre wird zu 0,75 geschätzt, wodurch der obige Albedowert auf 0,10 herabgedrückt wird. Für die Albedo der Atmosphäre verbleibt dann 0,17, und aus diesem Werte, welcher der Dichte der Atmosphäre proportional angenommen werden kann, ergibt sich die Atmosphärenmasse zu $^2/_9$ der irdischen. Der Barometerdruck berechnet sich dann mit Rücksicht auf die geringere Schwere der Marsoberfläche und aus ihm wird dann auch der Siedepunkt des Wassers abgeleitet. Wir sehen, daß alle diese Werte bei der Annahme des neueren Russellschen Wertes der Albedo von 0,17 ein ganz anderes Aussehen gewinnen würden; aber auch der Wert für die Temperatur der Oberfläche ist aus zwei Gründen als illusorisch zu betrachten. Lowell überschätzt entschieden die Reflexion der Atmosphäre und der Wolken, indem er annimmt, daß bei klarem Himmel auf die Erde nur 0,7 und bei bewölktem 0,14 der außeratmosphärischen Strahlung bis zur Oberfläche gelangt. Andererseits vernachlässigt er vollständig die von der Atmosphäre zurückreflektierte Wärmestrahlung der Planetenoberfläche und auch die Wärmestrahlung der Atmosphäre in den Himmelsraum.

T. H. Poynting war der erste, der die Glashauswirkung der Atmosphäre schätzungsweise zu berechnen versuchte. Diese Wirkung trägt wesentlich zur Erhöhung der Temperatur der Erdoberfläche bei. Die von der Erdoberfläche absorbierte Sonnenstrahlung kehrt nach Erwärmung der Erdoberfläche als Wärmestrahlung in die Atmosphäre zurück, wird aber durch den Wasserdampf und die Kohlensäure der Luft, die die dunklen Strahlen stark absorbieren, nur im geringen Grade hindurchgelassen. Die dadurch erwärmte Atmosphäre schickt einen Teil ihrer Strahlung wieder zur Erdoberfläche zurück. Poynting berechnet die Marstemperatur bei verschiedenen Annahmen über die Rückstrahlung der Atmosphäre zu etwa — 30° C, dies ist aber nur eine Rechenexempel zur Demonstration der Methode und hat wegen der unsicheren oder rein willkürlichen, eingeführten Konstanten keinen physikalischen Wert.

In einer Reihe von Arbeiten hat Arrhenius (14), (15), (16), die wärmeschützende Wirkung insbesondere der Kohlensäure und des Wasserdampfes auf die Atmosphäre der Erde behandelt und seine berühmte Theorie der Eiszeiten auf dieselbe aufgebaut. Er macht auch eine Anwendung derselben bei seinen Temperaturschätzungen des Planeten Mars. Hierbei stützt er sich auf die Beobachtung Campbells über den Wasserdampfgehalt der Marsatmosphäre. Diese schwierigen spektroskopischen Untersuchungen, die auf dem Lick Observatorium und später in 4420 m Höhe auf dem Mount Whitney in Kalifornien ausgeführt wurden um die von Slipher auf dem Lowell-Observatorium gefundene Verstärkung der Wasserdampflinien zu kontrollieren, können als das letzte Wort der Wissenschaft in dieser Frage gelten. Sie beweisen, daß der Wasserdampfgehalt der Marsatmosphäre nur sehr geringfügig sein kann. Jedenfalls wesentlich geringer als derjenige der Erde. Auch den Kohlensäuregehalt in der Marsatmosphäre schätzt Arrhenius auf Grund allgemeiner Beobachtungen über die Beschaffenheit der Oberfläche, die nach seiner Meinung keinerlei Vegetation besitzt, als sehr gering ein. Dies ist nun freilich ein Zirkelschluß, der auf der tiefen, angenommenen Oberflächentemperatur beruht. Nach Arrhenius beträgt die mittlere Sommertemperatur auf dem Marsäquator etwa — 27° C, die mittlere Temperatur der ganzen Oberfläche etwa — 37° C, während die Temperatur der Pole, in Anbetracht der starken Einstrahlung während des Sommers und des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre über ihnen, sich bis zu 0° C und darüber erheben kann. Bei Arrhenius ergibt sich somit eine wesentlich tiefere Temperatur der Marsoberfläche als bei Lowell. Dementsprechend ist die Erklärung der dunklen Flecke der Oberfläche eine andere. Arrhenius hält sie für flache Meere oder Seen, die in der Winterzeit teilweise austrocknen und gefrieren und dadurch dem Auge entschwinden.

II. Neueste Strahlungsmessungen von Planeten.

§ 1. Einleitung. In ein neues Stadium treten die Temperaturbestimmungen der Planeten durch die neuesten Versuche die Gesamtstrahlung der Planeten mit Hilfe empfindlicher Radiometer zu messen (17, 18, 19, 20, 21). Die bisherigen Berechnungen sind alle einerseits auf der Solarkonstante, welche sich auf die Gesamtstrahlung der Sonne bezieht (Wellenlänge von 0,2 μ bis 15 μ) und anderseits auf die beobachteten visuellen und photographischen Helligkeiten der Planeten aufgebaut. Diese beziehen sich aber auf das Wellenlängengebiet von 0,3 μ bis 0,8 μ d. h. einen verschwindenden Teil der Gesamtstrahlung. Solange wir die Gesamtstrahlung der Planeten nicht kennen, konnte die Temperatur nur mit hypothetischen Absorptionskoeffizienten errechnet werden. Die dadurch bewirkte Unsicherheit fällt durch die neuesten Messungen der Gesamtstrahlung fort. Sie sind deshalb als wesentlicher Fortschritt zu begrüßen.

Die ersten Versuche wurden auf dem Lick Observatorium im Jahre 1914 gemacht und sind dann mit größeren Mitteln in den Jahren 1921, 1922 und 1924 auf der Lowell-Sternwarte in Arizona wieder aufgenommen worden. Als Instrument diente hier ein Spiegelteleskop von 40 Zoll Durchmesser und 53,3 Fuß Brennweite, in welchem die fokalen Abbildungen der Planeten einige Millimeter im Durchmesser hatten. Dadurch ergab sich die Möglichkeit, auch die Strahlungsmengen einzelner Teile der Planetenoberflächen zu messen. Mit Hilfe von Diaphragmen konnten aus dem Planetenbilde Teile bis zu 0,01 der Gesamtfläche ausgeschieden werden. Filter aus Wasser, Quarz, Glas und Fluorit erlaubten es weiter, die Strahlung der Planeten in den Bezirken von 0,3 bis 1,4 μ, 1,4 bis 4,1 μ, 4,1 bis 8,0 μ, 8,0 bis 12,5 μ und 12,5 bis 15 μ getrennt zu messen, ein glänzendes Zeugnis für die Empfindlichkeit des Radiometers oder Bolometers, das in jahrelangen Versuchen im Bureau of Standards zu Washington für astronomische Zwecke vervollkommnet worden ist (11, 12, 13). Gemessen wurden die Planeten Venus, Mars, Jupiter und Saturn. Besonders vollzählig sind die Messungen von Mars. Zunächst ist nur ein vorläufiger Bericht über die Resultate von W. Coblentz (17, 18) veröffentlicht, während das Gesamtmaterial nebst den umfangreichen Rechnungen, die seine Bearbeitung erfordert, in einem besonderen Bande noch erscheinen sollen.

§ 2. Theorie. Die Methode der Berechnung ist von D. H. Menzel unter Mitwirkung von Professor Russel ausgearbeitet (22).

Die Strahlung, welche wir von den Planeten erhalten, besteht aus zwei getrennten Gebieten; der kurzwelligen (sichtbaren) reflektierten Strahlung und aus der dunklen Strahlung großer Wellenlänge, die von den erwärmten Planeten selbst ausgestrahlt wird. Freilich wird auch unsichtbare Strahlung selektiv reflektiert, doch wird dieser nach der Meinung des Verfassers (23), der wohl zu den besten Kennern dieses Gebietes der Strahlungsphysik gezählt werden darf, unwesentliche Teil der dunklen Strahlung, der kein Maß für die Temperatur des Planeten sein kann, des weiteren vernachlässigt. Von der einfallenden Sonnenstrahlung, deren überwiegender Teil im Gebiete der sichtbaren Strahlung liegt, wird ein bei verschiedenen Planeten verschiedener Teil als lichte Strahlung zurückreflektiert, ein anderer Teil absorbiert. Dieser letztere ist die Ursache der Erwärmung der Planetenoberfläche und diese strahlt nun bei ihrer tiefen Temperatur dunkle Strahlung aus, deren Maximum im Gebiete von etwa 6 bis 10 μ liegt. Es gilt jetzt die beiden Teile der Strahlung, die lichte reflektierte Sonnenstrahlung von der Wärmestrahlung des Planeten zu trennen. Dieses geschieht mit Hilfe einer Wasserzelle von 1 cm Dicke, welche die Eigenschaft hat, die lichte Strahlung durchzulassen, die unsichtbare Wärmestrahlung von etwa 1,4 μ an vollständig zu absorbieren.

Wir bezeichnen die lichte Strahlung durch S, die dunkle Strahlung durch P; t' und t seien die Bruchteile von S und P, welche nach den Verlusten beim Durchdringen unserer Atmosphäre und jener Medien, welche dem Empfänger der Strahlung vorgelagert sind, den Faden des Radiometers treffen und den Ausschlag des Galvanometers bewirken. Es wird die Strahlung des Planeten erst ohne und dann mit Vorschaltung der Wasserzelle gemessen. Die Durchlässigkeit der Wasserzelle sei W. Dann haben wir die Gleichung

$$W(t'S + tP) = W_s t' S$$

wo W_s die Absorption der lichten Strahlung durch die Wasserzelle ist. Sie wird dadurch bestimmt, daß man das direkte Sonnenlicht mit und ohne Wasserzelle mißt und das Verhältnis bildet; in der Sonnenstrahlung liegt das Maximum im sichtbaren Gebiete und nur ein verschwindender Teil derselben liegt außerhalb der Wellenlänge 1,4 μ. Wir schreiben die obige Gleichung in der Form

$$\frac{tP}{t'S} = \frac{W_s}{W} - 1. \qquad (1)$$

Die Bestimmung der Durchlässigkeitskoeffizienten t und t' ist der schwierigste Teil der

Untersuchung und soll weiter behandelt werden. Es gilt jetzt T und S als Funktionen der Temperatur zu bestimmen.

Im allgemeinen wird der Teil der Planetenoberfläche, dessen Strahlung auf das Radiometer fällt, nicht von gleichmäßiger Temperatur sein. Wir können aber eine hypothetische graue Oberfläche an ihre Stelle setzen von der Temperatur T und von dem Emissionsvermögen ε, so daß die Strahlung beider in Quantität und soweit als möglich auch in Qualität dieselbe ist und für letztere schreiben wir dann die Gleichung

$$P = k a \varepsilon T^4 \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

wo a die scheinbare Fläche des gemessenen Oberflächenteils bedeutet und k die Konstante des Stefanschen Gesetzes.

Um nun einen Ausdruck für die reflektierte lichte Strahlung S zu finden, müssen wir zunächst den Begriff der Bondschen Albedo, der in letzter Zeit ausschließlich in der Astrophysik gebraucht wird, erörtern. Derselbe hat vor den früheren Definitionen der Albedo den Vorzug, daß er vom Gesetze der diffusen Reflexion unabhängig ist. Die Albedo eines Planeten nach Bond ist das Verhältnis der gesamten vom Planeten reflektierten Strahlung zu der einfallenden. Kennt man die Phasenkurve des Planeten, oder die Kurve der mit dem Phasenwinkel α abnehmenden Planetenhelligkeiten, ausgedrückt in Einheiten der Oppositionshelligkeit, wir wollen sie durch $\varphi(\alpha)$ bezeichnen, so ist die gesamte vom Planeten in den Himmelsraum reflektierte Lichtmenge proportional mit

$$\int_0^\pi \varphi(\alpha) \sin\alpha \, d\alpha = \tfrac{1}{2} q.$$

Die Albedo A ist dann durch den Ausdruck gegeben

$$A = p \cdot q.$$

Hier hat p folgende Bedeutung. Es ist das Verhältnis der wirklichen Strahlung des Planeten in Opposition zu derjenigen eines selbstleuchtenden Körpers von derselben Größe und Lage, welcher von jeder Einheit seiner Oberfläche so viel Strahlung aussendet, als der Planet selbst bei senkrechter Bestrahlung von der Sonne erhält. Ein solcher Körper strahlt dann

$$P = \frac{1{,}932}{R^2}$$

Kalorien pro cm² pro Minute aus, denn so groß ist die Solarkonstante für den Abstand R des Planeten von der Sonne. Da er strahlt wie ein schwarzer Körper, der das Stefansche Strahlungsgesetz befolgt, so ist auch

$$P = k T_0^4$$

und nimmt man für die Konstante des Stefanschen Gesetzes $k = 8{,}21 \cdot 10^{-11}$ Kalorien pro cm² pro Minute, so erhält man für die Temperatur des schwarzen Körpers, welcher dieselben Strahlungsmengen aussendet wie jener erste, für welchen p gleich 1 ist, reflektiert,

$$T_0 = 392^0 \cdot R^{-1/2} \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

Der wirkliche Planet, für welchen p nicht gleich 1 ist, reflektiert somit von der Flächeneinheit die Strahlung $k p T_0^4$, in Opposition von der vollen Scheibe, mit der scheinbaren Fläche b — die Strahlungsmenge $k b p T_0^4$; beim Phasenwinkel α, wird von einem Ausschnitt a aus der Scheibe zur Erde die Strahlungsmenge reflektiert:

$$S = k \frac{a}{b} x \varphi(\alpha) p b T_0^4 = k a x \frac{A \varphi(\alpha)}{q} T_0^4 . \quad (4)$$

Hier ist x das Verhältnis der Flächenhelligkeiten des Ausschnittes a beim Phasenwinkel α zu der mittleren Flächenhelligkeit der ganzen Scheibe in Opposition.

Auf diese Weise haben wir die sichtbare Strahlung S durch bekannte Größen und die Temperatur T_0 ausgedrückt. Letztere findet sich aus Gleichung (3). Setzt man jetzt die Werte S und P aus den Gleichungen (2) und (4) in die Gleichung (1) ein, so folgt

$$\frac{t q \varepsilon}{t' \varphi(\alpha) A x} \frac{T^4}{T_0^4} = \frac{W_s}{W} - 1;$$

oder

$$T = T_0 \sqrt[4]{\frac{t'}{t} \frac{A \varphi(\alpha)}{q} \frac{x}{\varepsilon} \left(\frac{W_s}{W} - 1 \right)} \quad \ldots \quad (5)$$

Hiernach wird T als die vierte Potenz einer Funktion der beobachteten Größe W, der Werte t und t' und der anderen mehr oder weniger sicheren theoretischen Größen bestimmt.

Das Emissionsvermögen des hypothetischen grauen Körpers, der die Planetenoberfläche in bezug auf Quantität der Strahlung ersetzt, kann nur geschätzt werden. Für Planeten mit dichten Atmosphären, wo die anlangende Strahlung von den Atmosphären selbst herrührt, wird ε wenig von 1 verschieden sein. Für die anderen Planeten dürfte es bedeutend kleiner werden als 1.

Das Verhältnis $A : q = p$ ist nur für die sichtbare Strahlung aus den Beobachtungen bekannt. Es wird angenommen, daß dieser Wert auch für die gesamte Strahlung gilt, daß also das Reflexionsvermögen der Planeten dasselbe ist für die lichte Strahlung und für die gesamte. Da der überwiegende Teil der Sonnenstrahlung im Gebiete der sichtbaren Strahlung liegt, dürfte diese Annahme keinen wesentlichen Fehler herbeiführen. Dasselbe gilt für die Phasenkurve $\varphi(\alpha)$, die übrigens nur bei den sehr unsicheren Messungen des Planeten Venus in Betracht ge-

zogen wird, weil die übrigen in der Nähe der Opposition der Planeten ausgeführt sind, wo $\varphi(\alpha) = 1$.

Für x — das Verhältnis der Helligkeiten der gemessenen Fläche zur mittleren Helligkeit der Scheibe in Opposition — ist durchweg der Wert 1 angenommen worden. Das führt zu nicht unbeträchtlichen Fehlern, welche durch den Fehler im Werte $\varepsilon = 1$, sich noch verstärken. Wir wollen sie für den Fall der Planeten Jupiter und Saturn später rechnerisch verfolgen.

Hier soll nur erwähnt werden, daß die Annahme $x = 1$ für den Polarfleck ganz unzulässig ist, denn die Helligkeit desselben ist doch wesentlich größer als die mittlere Helligkeit der Scheibe. Nimmt man x nur zu 1,6 an, so ist die Temperatur bei $\sqrt[4]{1{,}6} = 1{,}125$, um $^1/_8$ ihres Wertes zu klein, was bei 320° abs. 40° ausmacht. Hierbei ist dem Umstande, daß ε auch kleiner als 1 angenommen werden muß, noch nicht Rechnung getragen. Eine Annahme $\varepsilon = 0{,}90$ erhöht die Marstemperaturen um 10°.

Zum Vergleich der nach Formel (5) ermittelten Temperaturen der Planeten führt D. H. Menzel die Temperaturen des schwarzen Körpers im Strahlungsgleichgewicht T_0 und zwei andere T_1' und T_2' an, die man mit Rücksicht auf die Veränderlichkeit der Strahlung wegen Rotation folgendermaßen ableiten kann. Bezeichnet W die auf ein Oberflächenelement vertikal einfallende Strahlung, so ist $(1 - A)W$ die absorbierte, wenn die Albedo A dem Reflexionsvermögen der gesamten Strahlung gleichgesetzt wird. Bezeichnet y den mittleren Wert des Bruchteils der von jener Strahlungsmenge emittiert wird, so ergibt sich für die mittlere abs. Temperatur eines Oberflächenelements

$$y\,W\,(1 - A) = \sigma\,\varepsilon\,T'^4.$$

Für ein Element des schwarzen Körpers, der im Strahlungsgleichgewicht ist, haben wir

$$W = \sigma\,T_0^4,$$

daher ist

$$T'^4 = \frac{y\,(1 - A)}{\varepsilon}\,T_0^4 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

ε ist das Strahlungsvermögen des Planeten.

Für das Zentrum des Mondes in Opposition ist y wahrscheinlich nahe gleich 1. Für eine vollkommen wärmeleitende Kugel ist y gleich $^1/_4$; für einen Punkt in der Breite φ eines Planeten, welcher so schnell rotiert, daß er keine merkbare tägliche Temperaturschwankung hat, ist $y = \frac{\cos\varphi}{\pi}$. Hierbei ist vorausgesetzt, daß keinerlei Wärme auf dem Konvektionswege von einem Orte zum anderen übertragen wird. Für einen wirklichen Planeten würde y einen größeren Wert haben bei Tage und einen geringeren bei Nacht. Für einen Punkt der Oberfläche eines langsam rotierenden Planeten, für welchen die Länge der Sonne konstant ist wird $y = \cos L$ (bei $\varphi = 0$). Die beiden letzten Annahmen ergeben nach (6) die Temperaturen T_1' und T_2'.

§ 3. Die Transmissionskoeffizienten t und t' für die dunkle und die sichtbare Strahlung in unserer Atmosphäre, welche in die Gleichung (5) eingehen, sind nicht einfach zu bestimmen und nur die Arbeiten, die in den letzten Jahrzehnten auf dem Sonnenobservatorium zu Mount Wilson über die Strahlungsverhältnisse unserer Atmosphäre ausgeführt worden sind, erlauben es, die Aufgabe wenigstens angenähert zu lösen.

Für die visuelle Strahlung lassen sich die Ergebnisse dieser Untersuchungen dahin zusammenfassen, daß für trockene Luft der Lichtverlust beim Passieren der Atmosphäre proportional der durchlaufenen Luftmasse ist. Letztere ist für eine gegebene Zenitdistanz des Gestirnes, eine gegebene Höhe des Beobachtungsortes über dem Meeresniveau und bei gegebenem Barometerdruck mit Hilfe spezieller Tafeln leicht berechnet. Als Einheit dient hierbei die Luftmasse von 7993 m Höhe von normaler überall gleicher Dichte, welche die wirkliche Luftsäule in Zenitrichtung ersetzt. Die Durchlässigkeitskoeffizienten der trockenen Luft für die Höhe des Beobachtungsortes Mt. Hamilton (1800 m) und Flagstaff (2200 m) für die Einheit der Luftmasse ergaben sich zu 0,83 und 0,80 und ihre Berechnung für die einzelnen Beobachtungsabende mit verschiedenen Zenitdistanzen der Planeten bei verschiedenem Barometerdruck machte keine Schwierigkeiten. Die erhaltenen Zahlen mußten aber noch wegen des anwesenden Wasserdampfes korrigiert werden. Hierfür hat Fowle die empirische Formel abgeleitet

$$Q = m\,h\,e$$

wo m die Luftmasse, e der Wasserdampfdruck in cm an der Oberfläche der Erde und h ein von der Höhe über dem Meeresniveau abhängiger Faktor ist. Dieser Faktor wurde aus den Werten für Washington und Mt. Wilson, für welche Stationen seine Werte bekannt waren, zu 1,8 für Mt. Hamilton und zu 1,6 für Flagstaff interpoliert. Doch sind diese Werte sehr unsicher, ihre Fehler können nach Aussage des Verfassers leicht 30 Proz. und mehr betragen, weil der Wasserdampfdruck an der Oberfläche ein sehr ungenügendes Maß für die Wasserdampfmengen der oberen Schichten der Atmosphäre ist. Dementsprechend sind die gesamten berechneten Koeffizienten t' recht unsicher. Der dadurch bedingte Fehler trägt aber

einen zufälligen Charakter und sein Einfluß wird durch den Exponenten $^1/_4$ außerdem stark herabgedrückt.

Schwieriger ist die Bestimmung von t der Durchlässigkeit für die dunklen Strahlen. Hierzu mußte ein sukzessives Näherungsverfahren angewandt werden, weil auf dem großen Gebiete der Wellenlängen von 1,4—15 μ, das als Gesamtheit gemessen wurde, die Absorption der Strahlung in der Atmosphäre sehr ungleichmäßig ist. Es wurden deshalb Strahlungskurven des schwarzen Körpers für verschiedene Temperaturen gezeichnet, welche den zu bestimmenden noch unbekannten Temperaturen der Planeten nahelagen, die Ordinaten dieser Kurven wurden mit den aus den Untersuchungen von Abbot und Fowle bekannten Transmissionskoeffizienten der einzelnen Wellenlängen multipliziert und auch für die Absorption und Reflexion an den Medien des Instruments korrigiert. Darauf wurde durch mechanische Integration die durchgelassene Strahlungsmenge bestimmt. Bei der Berechnung der Durchlässigkeit der Atmosphäre für verschiedene Wellenlängen mußte auch hier, und zwar mit besonderer Sorgfalt der Feuchtigkeitsgrad in Betracht gezogen werden, weil bekanntlich die Absorptionslinien des Wasserdampfes im Gebiete der dunklen Strahlung liegen. Da die Strahlungskurven des schwarzen Körpers zwischen 100^0 und 400^0 abs., in welchen Grenzen die Temperaturen der Planeten liegen, doch verschieden verlaufen, sind auch die Absorptionsbeträge der dunklen Strahlung verschieden und das Verfahren sukzessiver Näherung erforderte umfangreiche Rechnungen. Das Resultat derselben war eine Tabelle für die Absorptionskoeffizienten t mit zwei Argumenten: absolute Temperatur und Wasserdampfgehalt. Es erweist sich, daß für Beträge von 0,5 bis 4 cm Wasser auf dem Wege des Lichtstrahls in unserer Atmosphäre dasselbe wie ein Lichtfilter wirkt, welches die gesamte Strahlung von 9 bis 12 p hindurchläßt, sonst aber nichts. Nach der dargelegten Methode sind die Temperaturen der Planeten aus den Beobachtungen von 1914, 1921, 1922 bestimmt. Sie finden sich nach der Abhandlung von D. H. Menzel (22) in Tabelle III zusammengestellt, sollen aber zusammen mit den nach anderen Methoden bestimmten Temperaturen diskutiert werden.

§ 4. Zweite Methode der Temperaturbestimmung.

Wie schon erwähnt, gelang es im Jahre 1924, den Strahlungsbereich der Planeten in mehrere Bezirke zu teilen. Es ergab sich somit die Möglichkeit, die Temperaturen aus dem Verlauf der beobachteten Strahlung zu bestimmen, wobei der Verlauf der Strahlungskurve des schwarzen Körpers zum Vergleich diente. Coblentz verwendet dabei das besonders charakteristische Gebiet zwischen 8 und 12,5 μ neben demjenigen von 12,5 bis 15 μ; die beiden Gebiete werden durch A und B bezeichnet. Es werden die Verhältnisse der Strahlungen $A:B$ für die Planeten gebildet und mit denjenigen des schwarzen Körpers verglichen. Die Methode ist aus zwei Gründen nicht sehr empfindlich. Die genannten Verhältnisse ändern sich nur langsam mit der Temperatur. Dazu kommt die Unsicherheit der Bestimmung des

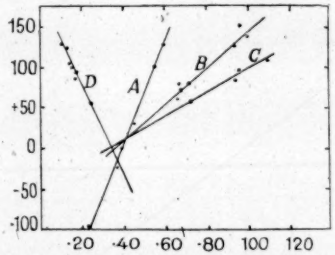


Fig. 1. Durchlässigkeiten der Wasserzelle und Verhältnisse $A:B$ (Abszissen).

Transmissionskoeffizienten der Luft im Gebiete A, welches stark von der Feuchtigkeit beeinflußt wird. Innerhalb jedes Gebietes wurde hier wie bei der ersten Methode eine Integration der Strahlung ausgeführt, nachdem sie wegen Absorption korrigiert war. Die für verschiedene Temperaturen berechneten Verhältnisse $A:B$ wurden dann graphisch dargestellt; sie weisen, wie die vorstehende Figur (Kurve A) zeigt einen geradlinigen Verlauf auf. Man findet leicht mit dem beobachteten Werte $A:B$ die den Planeten entsprechende Temperatur. Was man so erhält, sind aber Minimalwerte der Temperatur, denn sie beziehen sich auf den schwarzen Körper mit dem Emissionsvermögen $\varepsilon = 1$. Nimmt man dasselbe für den Planeten nur unbeträchtlich kleiner an, etwa $\varepsilon = 0{,}9$, so ergibt sich beispielsweise für den Planeten Mars mit einer Temperatur von 300^0 abs. schon eine Korrektur von $+ 10^0$.

§ 5. Dritte Methode. Planetentemperaturen, die aus dem Vergleich mit dem Monde abgeleitet sind.

Am nächsten liegt der Strahlung eines schwarzen Körpers von allen Planeten diejenige

des Mondes. Der Mond reflektiert bekanntlich nur 0,07 der auffallenden lichten Strahlung, ist daher nahezu ein schwarzer Körper. Die Beobachtung mit der Wasserzelle dürfte hier die sichersten Resultate geben, weil bei ihr die selektive Reflexion der dunklen Strahlung, welche von Coblentz und Miethe beobachtet worden ist, die Gesamtstrahlung zwischen 1,4 und 15 μ weniger beeinflussen kann als enger begrenzte Gebiete. Es sei aber bemerkt, daß die Beobachtungen der Mondstrahlung sich auf einen kleinen Ausschnitt des Mondes in der Nähe des Randes beziehen, der in einer ungleichmäßig hellen Umgebung lag, daß also die erhaltene Temperatur bei der starken Veränderlichkeit des Mondrandes mit dem Phasenwinkel wegen der Unsicherheit des Faktors $\varkappa$ nur einen speziellen Wert haben kann, dessen Beziehung zur Temperatur des Mondzentrums bei Vollmond ganz unbekannt ist. Dieses Zentrum des Vollmondes könnte eine gute Kalibrierungseinheit abgeben sowohl für Helligkeiten als Temperaturen, wenn man die vom Verfasser dieser Zeilen (24) abgeleiteten Helligkeitsverhältnisse auf der Mondscheibe benutzen würde. Eine Prüfung des von Coblentz angegebenen Wertes von 127°C ist aber bei den spärlichen Angaben in der vorläufigen Mitteilung zunächst nicht möglich.

Prof. Very (25) hat schon 1889 Beobachtungen über die Wärmestrahlung des Mondes angestellt. Er benutzte einen Glasfilter, um die Lichtstrahlung von der Wärmestrahlung zu trennen. Die Beobachtungen waren genügend genau, um Unterschiede in den Temperaturen der dunklen und hellen Mondpartien festzustellen und auch die Abhängigkeit der Temperatur vom Cosinus des Einfallswinkels der Sonnenstrahlen und vom Phasenwinkel zu konstatieren. Über die Absolutwerte der Veryschen Mondtemperaturen haben wir schon am anderen Orte gesprochen. Die neuesten Beobachtungen von Coblentz ergeben die Verhältnisse $A:B$ für verschiedene Phasen des Mondes. Diese werden in das Diagramm (Fig. 1) gegenüber den Veryschen Temperaturen eingetragen, woraus sich die Gerade B ergibt. Diese wird dann extrapoliert bis zu den für Mars beobachteten Verhältniszahlen $A:B$. Das ergibt dann extrapolierte Marstemperaturen. Man ersieht aus dem Diagramm, daß die Gerade B eine bedeutend von der ersten abweichende Neigung besitzt; ihr liegt ein (vgl. S. 874) Strahlungsgesetz zugrunde, das wesentlich vom Stefanschen Gesetze abweicht.

Es liegen aber auch Beobachtungen des Mondes mit der Wasserzelle vor, die nach Formel (5) berechnet sind. Die hieraus erhaltenen Mondtemperaturen, denen das Stefansche Gesetz zugrunde liegt, wurden ebenfalls gegenüber den beobachteten Verhältniszahlen $A:B$ ins Diagramm eingetragen und ergaben die Kurve C. Auch sie wurde bis zu den Marswerten $A:B$ extrapoliert. Endlich wurde dasselbe auch mit einer geraden Linie gemacht, welche die für den Mond berechneten Temperaturen gegenüber den beobachteten Durchlässigkeiten der Wasserzelle für die Mondstrahlung darstellt (Kurve D). In der folgenden Tabelle I sind die Resultate der verschiedenen Berechnungsmethoden gegeben. Da die 4 Geraden sich in der Gegend von 0° C alle schneiden, ist die Übereinstimmung gut. Die Beobachtungen beziehen sich auf helle und dunkle Partien der Marsscheibe. In der zweiten Kolumne zeigt sich deutlich, daß die hellen Regionen des Mars größere Werte für die Transmission der Wasserzelle ergeben, was geringeren Temperaturen entspricht. Dies stand zu erwarten, die hellen Partien reflektieren mehr visuelle Strahlung und werden weniger erwärmt als die dunklen.

Die Kolumnen 4, 5, 7 und 8 enthalten Temperaturen, die auf dem Stefanschen Strahlungsgesetze für den schwarzen Körper beruhen. Sie sind darum alle zu niedrig, und Coblentz schätzt den Fehler auf 10°, was einem Emissionsvermögen von durchschnittlich 0,9 entsprechen würde. Sie sind außerdem im Verhältnis $\sqrt[4]{x}$ verfälscht, es fehlen aber die Daten um diesen Fehler zu schätzen, weil die Koordinaten der beobachteten Mondpartien nicht angegeben sind.

§ 6. 4. Methode. Marstemperaturen aus dem Vergleich mit der Erde abgeleitet.

Bei diesem Vergleich ist zu beachten, daß die Atmosphäre des Mars wesentlich durchsichtiger ist als die irdische, sowohl für die sichtbare Strahlung, was durch die Schärfe der sichtbaren Konturen auf der Marsoberfläche bewiesen wird, als wahrscheinlich auch für die dunkle Strahlung, denn die spektroskopischen Beobachtungen weisen nur sehr geringe Spuren von Wasserdampf und Kohlensäure in der Marsatmosphäre auf.

Wir besitzen heute genügend sichere Daten über die in den Himmelsraum von der Erde reflektierte Strahlungsmenge. Sie stammt im wesentlichen von der Atmosphäre selbst her. Nach Fowle und Abbot reflektiert die Erdoberfläche und die Atmosphäre zusammen 45 Proz. der einfallenden Sonnenstrahlen, absorbiert und zer-

Tabelle I. Marstemperaturen in der Nähe des Zentrums der Scheibe nach verschiedenen Methoden.

1924	Beobachtet		Schwarz. Körper		Mond			Mittel	Marsgegend
	Wasserzelle	$A:B$	Wasserzelle	$A:B$	Very $A:B$	Menzel $A:B$	Menzel Wasserz.		
Aug. 6	37°5	41,7	—1°	—12°	14°	12°	2°	8°	Syrtis Major
14	30,5	41,3	9	10	13	11	16	12	Mare Sirenum
15	32,4	43,1	5	21	18	14	8	13	Ditto
18	31,1	38,6	4	— 5	8	7	13	6	Ditto
21	32,5	40,7	3	6	12	10	6	7	Ditto
21	34,9	39,1	—5	— 3	6	8	— 7	0	Helle Gegend nördlich von Mare Sirenum
23	32,8.	36,6	2	—20	3	4	4	— 1	Ditto
25	33,7	38,3	—7	— 8	7	6	— 2	— 1	Ditto
28	31,2	50,0?	4	55?	32	24	12	18	Solis Lacus
Sept. 11	30,8	47,8	1	45	26	20	15	22	Syrtis Major
13	29,6	39,3	6	— 2	10	8	22	9	Ditto
13	25,1	55,8?	22	—	42	32	—.	32	Ditto
14	29,3	46,4	6	40	22	18	25	22	Mare Cimmerium

streut zusammen 55 Proz. Unter diesen Bedingungen hat die Luft in der Nähe der Oberfläche eine mittlere Temperatur von 15° C, während die feste Oberfläche der Erde bis zu 40° C erreichen kann. Die Intensität der Sonnenstrahlung an der äußeren Grenze der Marsatmosphäre ist in der Nähe des Perihels nahezu 0,5 derjenigen, welche die Grenze der Erdatmosphäre erreicht. Aber die Oberfläche des Mars reflektiert nur 15 Proz. und absorbiert 85 Proz., von ihr, d. h. sie absorbiert $0{,}85 \cdot 0{,}51 = 0{,}43$ der die Erdatmosphäre erreichenden Strahlungsmenge und $0{,}43 : 0{,}55 = 0{,}80$ derjenigen, welche die Erdoberfläche nebst Atmosphäre absorbiert. Hierbei bezieht sich die Albedo des Mars von 0,15 auf die Gesamtoberfläche mit Inbegriff der weißen Polarzonen; sie ist also für die dunklen Marspartien noch sicher zu hoch veranschlagt. Diese absorbieren also noch mehr als 80 Proz. der Wärmemenge, welche die Erde absorbiert. Das Maximum der Sonnenstrahlung liegt im Violetten und wird beim Passieren der Erdatmosphäre stärker nach Rot verschoben, als das bei der Marsatmosphäre der Fall sein kann. Es liegen also auch hier die Verhältnisse für die Erwärmung der Marsoberfläche günstiger als bei der Erde. Das beobachtete Zentrum der Marsscheibe entsprach einer geographischen Breite von etwa 20° und es war dort Marssommer. Auf der Erde ist die mittlere Temperatur der Tropen im Sommersolstitium 22° C, während die feste Oberfläche eine Temperatur von 27° hat. Veranschlagen wir für die Beobachtungen der Marsopposition 1924 die Absorption zu 85 Proz. der irdischen in den Tropen, so ergibt sich die Temperatur proportional $\sqrt[4]{0{,}85}$, also $0{,}96 \cdot 300 = 288°$ abs. oder 15° C. Nimmt man die Absorption zu 80 Proz. der irdischen an, so folgt die Temperatur der Marsoberfläche zu 11° C. Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Einer Temperatur von 40° auf der Erdoberfläche entsprechen 20° auf dem Mars für dieselbe geographische Breite und Sonnenstellung.

Auch die Beobachtungen der Wärmestrahlung von den Polarregionen des Mars sowie die aus ihnen berechneten Temperaturen lassen einen Vergleich mit irdischen Verhältnissen zu. Es ist bekannt, daß während des Sommers die tägliche totale Einstrahlung an den Polen der Erde größer ist als am Äquator. Die lange Dauer des Tages überwiegt in ihrer Wirkung die Abschwächung der Sonnenstrahlung durch den tiefen Stand der Sonne. So ist z. B. für das Sommersolstiz in 0°, 20° und 90° nördlicher Breite die Energiemenge, die auf eine horizontale Fläche an den Grenzen der Atmosphäre im Laufe des Tages einfällt gleich 800, 950 und 1100 cal. per cm². Dieser Zustand größerer täglicher Einstrahlung an den Polen dauert ungefähr 12 Wochen, bei Mars wäre er etwa doppelt so lang. Da bei den Messungen nicht genau auf die Pole eingestellt wurde, sondern auf eine größere Polarregion, so ist nach Coblentz die Zeitdauer größerer oder gleich großer Insolation dieser Zone mit derjenigen des Äquators zu 125 bis 160 Tagen einzuschätzen. Es ist bekannt, daß an den irdischen Polen die Temperatur im Sommer nur deshalb nicht höher steigt, weil gewaltige Energiemengen auf das Schmelzen von Schnee und Eis verbraucht werden und außerdem deshalb, weil die Sonnenstrahlung eine stärkere Absorption beim Passieren der feuchten Polatmosphäre erleidet als in den äquatorialen Gegenden. Auf

Tabelle II. Die klimatischen Verhältnisse auf der Marsoberfläche. Temperaturen isolierter Gebiete der Marsoberfläche aus Beobachtungen mit der Wasserzelle.

Datum 1924	Zentrum	Östl. Rand	Westl. Rand	Nordpol	Südpol	Bemerkungen
Juli 30	−4°	−16°	—	−18°	− 5°	Diaphragma 0,5 der Scheibe
Aug. 1	−17	−30	−17	−30	−10	Ditto
2	−10	−18	− 8	−22	− 8	Ditto
6	10	− 9	1			
13	12	−30	6	−70	−68	Diaphragma 0,11 der Scheibe.
14	13	−42	− 1	−96	−87	Südpol gedeckt.
15	5	−51	− 7	—	—	Helle Geg. nördlich v. M. Sir.
15	− 1					
17	5					
17	24					
21	7			−75	−88	Mare Sirenum
21	− 5					Helle Geg. bei Mare Sirenum
23	7	−50	− 2	−94	−79	Südpol klar
28	4			−70	−66	Solis Lacus, schlecht sichtb.
Sept. 11	1	−86	−13	−113	−73	Syrtis Major im Meridian.
12	− 5	−73	0	−79	−55	Di to
13	22	−18	22	− 7	19	Syrtis a. östl. Rande } Aus-
14	22	—	—	−17	22	Mare Cimmerium } schnitt 0,35 der Scheibe
Oktob. 22	− 5	—	—	−75	− 1	Beob. Lamptland. Ausschn. 0,25 der Scheibe
Sept. 12	—	−30	—	—	—	I. d. Mitte zw. Zentr. u. östl. Rande
„	—	—	− 5	—	—	„ „ „ „ „ westl. „
„	—	—	—	−33	—	„ „ „ „ „ Nordpol
„	—	—	—	—	−12	„ „ „ „ „ Südpol

dem Mars sind die Bedingungen anders, dort gibt es nur wenig Wasser auf der Oberfläche, und auch die dünne Atmosphäre ist ärmer daran. Daher wird an den Polen die Erwärmung trotz der zweifach schwächeren Sonnenstrahlung in Wirklichkeit mindestens so groß sein wie auf der Erde. Dadurch erklären sich die in der Tabelle II angeführten relativ hohen Temperaturen in der Südpolarregion des Mars. Diejenigen des Nordpols, der zur Beobachtungszeit Winter hatte, sind beträchtlich niedriger.

Den Beobachtern ist aufgefallen, daß einzelne Messungen, bei denen es gelang, die Einstellung scharf auf dem Polarflecke zu halten, ohne die umgebenden dunklen Partien mitwirken zu lassen, für die Durchlässigkeit der Wasserzelle praktisch dieselbe Zahl ergaben wie das direkte Sonnenlicht; dieses besagt, daß keine dunkle Strahlung vom Polarfleck ausgestrahlt wird. Die Ursache ist wohl darin zu suchen, daß die von Wasserdampf gesättigte, vielleicht mit Eiskristallen gefüllte Atmosphäre über der Polarkalotte die Sonnenstrahlung unverändert zurückreflektiert.

Die Temperatur von — 80° im Frühsommer auf der südlichen Polarregion bezieht sich deshalb wahrscheinlich auf jenen Mantel von Eiskristallen, der über dem Pole schwebt und für die dunkle Sonnenstrahlung wenig durchsichtig ist. Es kann aber die Temperatur an der Oberfläche selbst bedeutend höher gewesen sein. An den Grenzen der Schneezone muß sie es gewesen sein, um das Schmelzen zu erklären. Und da hier an den dunklen Partien eine bedeutende Wärmestrahlung der Oberfläche eintritt, wird sich diese erwärmte Luft auch nach höheren Breiten übertragen. Ein Austritt dieser Wärmestrahlung durch die feuchte Atmosphäre ist aber stark behindert, weshalb sie sich in den Messungen nicht kundgeben kann. Wenn wir uns daran erinnern, daß die gesamten Marstemperaturen nach unserer Schätzung um mindestens 10° zu tief berechnet sind, so wird der starke Unterschied der Temperaturen am südlichen Marspole und an der Schmelzzone noch weniger verwunderlich. Messungen eines größeren Ausschnitts der Südpolarzone, welche bedeutend über den Polarfleck hinausreicht, ergeben schon Temperaturen bis zu −5° C. Nachdem der Schnee des Polarflecks verschwunden ist, tritt ein starkes Ansteigen der Temperatur ein, was an die Verhältnisse des Sommers in Alaska und Sibirien erinnert. Im September und Oktober haben wir dort Temperaturen von 6° C.

Die Tabelle gestattet es die uns auf der Erde bekannten typischen klimatischen Veränderungen noch weiter im Detail zu verfolgen.

Der östliche und westliche Rand des Planeten zeigen übereinstimmend einen Temperaturunterschied, wie er den Vormittags- und Nachmittagstemperaturen der Erde bei gleicher Sonnenhöhe entspricht. Der östliche Rand ist

derjenige, auf dem die Sonne aufgeht, daher der kältere, der westliche hat Nachmittagssonne und ist der wärmere. Seine Temperatur ist aber im Verhältnis zu derjenigen des Zentralmeridians faktisch noch höher als die Zahlen ergeben, weil bei der größeren Atmosphärenmasse, welche die Wärmestrahlung am Rande des Planeten zu passieren hat, ihre Intensität abgeschwächt sein muß.

Die hellen und dunklen Äquatorialgegenden weisen auch den zu erwartenden Temperaturunterschied auf. Die dunklen Partien wie das Mare Sirenum sind 10° wärmer als die unmittelbar nördlich von ihnen liegenden hellen Regionen. Die Unterschiede übersteigen oft 20° C.

Temperaturänderungen mit der Jahreszeit. Während das Zentrum der beleuchteten Scheibe eine ziemlich gleichmäßige Temperatur von 14° C aufweist und auch die Nordpolarregion, auf der Winter herrscht, gleichmäßig kalt bleibt, weist die Südpolarregion, wie schon erwähnt, ein ständiges Anwachsen der Temperatur mit fortschreitender Jahreszeit auf. August 12 hat sie −68°, steigt bis −45° im September um dann nach dem Sommersolstiz im Oktober schnell bis zu 20° anzusteigen. Der östliche Rand des Planeten, welcher im August schon gegen eine Stunde beleuchtet war, bevor er sichtbar wurde, hat Temperaturen zwischen −10° bis −20° C; während der Opposition 1924 dagegen, wo keinerlei Phase war und die Beobachtung in den Sonnenaufgang fällt, ist die Temperatur −45°, und September 12, wo die Einstellung teilweise auf den dunklen Rand geschah, weist der östliche Rand bis −60° C auf.

Die mittlere Temperatur der ganzen Oberfläche ergibt sich aus diesen Messungen zu −30° C, also bedeutend tiefer als die Berechnungen von Milankowitsch und auch die auf Strahlungsmessungen beruhende Temperatur von Petit und Nicholson, welche −13° C ableiten. Der Unterschied verschwindet, wenn man die eingangs erwähnten, sehr wahrscheinlichen Korrekturen an die Coblentzschen Zahlen anbringt.

§ 7. Die Planeten Venus, Jupiter und Saturn.

Die einzigen Strahlungsmessungen dieser Planeten, die veröffentlicht sind, fallen in die Jahre 1914 und 1922. Es sind ausschließlich Beobachtungen mit der Wasserzelle, die als Resultate in der theoretischen Arbeit von H. Menzel kurz mitgeteilt werden. Die Messungen auf der Lick-Sternwarte 1914 und diejenigen in Flagstaff 1922 sind mit demselben Radiometer ausgeführt, wie die neuesten Marsmessungen. Aber das Instrument gestattete nach Coblentz Bericht vom Jahre 1923, damals noch nicht über die Wellenlänge 12 μ hinauszugehen, auch konnten noch nicht so kleine Bezirke der Planetenscheibe ausgeschieden werden, wie in der letzten Marsopposition. Die Berechnung der Beobachtung geschah nach Formel (5). Es ist bemerkenswert, daß die letzten Marsbeobachtungen mit denjenigen vom Jahre 1922 gut übereinstimmen, so daß die Temperaturen der anderen Planeten aus diesen älteren Messungen mit denjenigen für Mars vergleichbar sind. Die Resultate sind in Tabelle III zusammengestellt. W ist die prozentuale Strahlungsmenge durch die Wasserzelle. Die Bezeichnung der übrigen Kolumnen entspricht denjenigen der Formel (5); T_0 ist die Gleichgewichtstemperatur des schwarzen Körpers nach Formel (3); T'_1 und T'_2 sind die nach Formel (6) berechneten theoretischen Temperaturen, die erste für die Hypothese eines schnell rotierenden Planeten, die zweite für einen langsam rotierenden, für dessen Oberflächenpunkte die Länge der Sonne konstant ist.

Venus. Bei Venus ergibt sich ein hoher Wert für W. Die Strahlung der Venus unterscheidet sich somit nur wenig von der direkten Sonnenstrahlung, wodurch die berechnete Temperatur von 47°C sehr unsicher wird. Für die Flächenhelligkeit der gemessenen Stelle x stehen recht willkürlich gewählte Werte. Angaben darüber, welche Stelle der Venus eingestellt wurde, fehlen ganz, deshalb kann der dadurch bedingte Fehler nicht geschätzt werden. Da die Lichtabnahme auf der Venus sehr stark ist, kann er vielleicht 50—100 Proz. in x betragen. Die erhaltenen Temperaturen beziehen sich jedenfalls nicht auf die Oberfläche selbst, sondern auf eine gewisse Schicht der undurchsichtigen Atmosphäre. Coblentz erwähnt an anderer Stelle, daß neuere Messungen der Venus Absorptionen im Gebiete von 12,5 bis 15 μ aufweisen, was die Anwesenheit von Wasserdampf in den oberen kälteren Schichten der Venusatmosphäre bestätigen würde. Ehe etwas Sicheres über die Höhe und Beschaffenheit der strahlenden effektiven Schicht ausgesagt werden kann, auf die sich die gemessene Temperatur bezieht, müssen weitere Beobachtungen in möglichst engen Gebieten der Wellenlängen abgewartet werden.

Jupiter und Saturn. Die Beobachtungen des Jupiter und Saturn ergeben praktisch dieselbe Temperatur von etwa −110°. Saturn weist aber eine, wenn auch nur wenig stärkere Absorption der dunklen Strahlung durch die Wasserzelle auf. Die Beobachtungen der beiden Planeten in den Jahren 1914 und 1922 stimmen

Tabelle III. Planetentemperaturen. $W_s = 0{,}70$.

Planet	Datum	W	$\varphi : \varphi$	A	x	T_0	T'_1	T'_2	T
Venus	1914 Aug. 19	0,59	3,03	0,59	2	460°	276°	369°	330°
	1922 Juni 15	0,663	2,16	—	3	—	—	—	310
Mars	1921 Okt. 6	0,67	1,30	0,154	1	304	220	293	—
Äquator	1922 Juni 15	0,470	1,17	—	—	323	233	310	268
Süd	1922 Juni 15	0,489	—	—	—	—	227	303	262
Nord	1922 Juni 15	0,511	—	—	—	—	223	297	255
Äquator	1922 Juni 18	0,476	1,20	—	—	—	233	310	264
Süd	1922 Juni 18	0,523	—	—	—	—	227	303	252
Nord	1922 Juni 18	0,551	—	—	—	—	223	297	242
Jupiter	1914 Aug. 17	0,657	1,5	0,56	1	174	107	142	157
	1922 Juni 14	0,682	—	—	—	168	103	137	168
Saturn	1914 Aug. 26	0,55	1,5	0,63	1	130	76	101	172
	1922 Juni 14	0,60	—	—	—	127	75	100	161
Mond	1914 Aug. 27	0,147	1	0,073	1	392	290	386	400
Erde	—	—	—	0,45		392	254	338	—

gut überein, so daß an der Realität der Zahlen nicht gezweifelt werden kann. In bezug auf die Berechnung derselben ist aber der schon öfters erwähnte Fehler in der Abschätzung der Flächenhelligkeit zu unterstreichen. Da der kleine Phasenwinkel bei diesen Planeten keine Rolle spielt und die Lichtverteilung gut bekannt ist, kann auch eine Berechnung des begangenen Fehlers durchgeführt werden. Beide Planeten wurden mit demselben Instrumente und demselben Diaphragma beobachtet, dessen Durchmesser für Jupiter ungefähr $^1/_4$, für Saturn die Hälfte des Planetendurchmessers hatte. Die Einstellung geschah voraussichtlich auf die Mitte der Scheibe. Bei Benutzung der Formeln (15) und (17) meiner Abhandlung (1) für die Lichtverteilung auf den Oberflächen erhalten wir bei $\alpha = 0$,

$$h = k\ (1 + \mu \cos i)^2,$$

wo $\mu = 1{,}8$ für Jupiter und $\mu = 2{,}1$ für Saturn, und k eine für beide Planeten verschiedene Konstante ist.

Die mittlere Helligkeit des Kreisausschnittes vom Radius $\sin a$ der als kreisförmig angenommenen Scheibe ist

$$I_a = \frac{2\pi}{\pi \sin^2 a} \int_0^a \sin i\ (1 + \mu \cos i)^2\ \mathrm{d}\cos i =$$

$$= \frac{2}{\sin^2 a}\left[\frac{1}{2}\sin^2 a + \frac{2}{3}(1 - \cos^3 a)\mu + \frac{\mu^2}{4}(1 - \cos^4 a)\right].$$

Hier ist $a = \arcsin {}^1/_4 = 14°{,}5$; $\mu = 1{,}8$ für Jupiter

und $a = \arcsin {}^1/_2 = 30°$; $\mu = 2{,}1$ für Saturn.

Die mittlere Helligkeit der ganzen Scheibe ist

$$I_s = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin i\ (1 + \mu \cos i)^2\ \mathrm{d}\cos i =$$

$$= 2\left(\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\mu + \frac{\mu^2}{4}\right).$$

Die Ausrechnung ergibt

$$x = \frac{I_a}{I_s} = 1{,}52 \text{ für Jupiter}$$

$$x = \quad = 1{,}48 \text{ für Saturn.}$$

Da die absoluten Temperaturen proportional sind $\sqrt[4]{x}$, und außerdem $\varepsilon^{-1/4}$, wo ε das Emissionsvermögen der strahlenden Schicht ist, welches auch kleiner als 1 angenommen werden muß, so wird man der Wahrheit nahe kommen, wenn man das Produkt dieser beiden Größen in Formel (5) zu 1,2 annimmt. Das Resultat ist dann eine um 30° C höhere Temperatur für beide Planeten, also −80° C. Diese Temperatur übersteigt bei weitem die theoretischen Temperaturen T'_1 und T'_2. Es strahlen also beide Planeten auch eigene Wärmestrahlung aus, deren Quelle nicht die Sonnenwärme ist. Dies trifft in besonders hohem Grade für Saturn zu, bei dem man eigentlich wegen seiner geringeren Masse und dichteren Atmosphäre das Gegenteil erwarten müßte. Die Aufklärung dieses eigentümlichen Sachverhalts bedarf einer genauen Kenntnis des Absorptionsvermögens der Atmosphären auch für die dunkle Strahlung, die von demjenigen für die lichte Strahlung verschieden sein kann. Die vom Verfasser (1) abgeleiteten Transmissionskoeffizienten für die lichte Strahlung sind 0,58 für Saturn und 0,63

für Jupiter. Es absorbiert also Saturn größere Mengen der Sonnenstrahlung, doch sind die eigentümlichen Absorptionsverhältnisse bei diesem Planeten noch bei weitem nicht aufgeklärt und die eben genannten Koeffizienten Effektivwerte für die gesamte visuelle Strahlung. Aufnahmen des Saturn von Wood durch ein blaues Filter zeigen außerordentlich starke Absorption der blauen Strahlung längs der Äquatorzone des Planeten, welche als schwarzer Streifen erscheint, während die Kalotten zu beiden Seiten desselben deutlich hervortreten. Es kann kaum einem Zweifel unterliegen, daß die Saturnringmaterie sich bis zum Äquator des Planeten ausdehnend in der Atmosphäre desselben über der äquatorialen Zone ganz besondere Verhältnisse schafft.

§ 8. Zusammenfassende Übersicht.

Während das Resultat für Venus (+ 45° C) noch als ganz unsicher angesehen werden muß, sind die hohen Temperaturen des Jupiter und Saturn, die sich nach Anbringung der Korrektion auf — 80° C für beide Planeten ergeben, recht sicher und von besonderem Interesse. Ein näheres Studium der Temperaturverteilung auf den Oberflächen kann uns der Lösung vieler Rätsel, welche die Beschaffenheit dieser Planeten für uns birgt, wesentlich näher bringen.

Die Temperaturen der Marsoberfläche, die wegen der Annahme $\varepsilon = 1$ alle um 10° zu tief berechnet sind, aber außerdem auch wegen Vernachlässigung der Intensitätsunterschiede ($x = 1$) im Zentrum und an den Polen erhöht werden müssen, so daß die mittlere Marstemperatur von —30° auf mindestens —15° C zu erhöhen ist, sind in guter Übereinstimmung mit anderen Strahlungsmessungen, welche auf dem Mount Wilson-Observatorium von Petit und Nicholson am großen 100zölligen Reflektor mit empfindlichen Thermoelementen ausgeführt worden sind. Es fehlen uns noch genaue Angaben, um den letztgenannten Resultaten kritisch näherzutreten. Auch mit den theoretischen Ableitungen von Milankowitsch, die wir im ersten Teile behandelt haben (mittlere Temperatur — 15°) stimmen sie vollkommen überein.

Von den früheren Temperaturschätzungen ist diejenige von Lowell, die ganz veraltet ist, höher, diejenige von Arrhenius wesentlich tiefer als die obigen Werte. Wir müssen es als wesentliches Resultat der Coblentzschen Marsmessungen betrachten, daß die Arrheniussche Erklärung der dunklen Marspartien durch gefrorene Meere als widerlegt angesehen werden kann.

Die hohen Temperaturen der dunklen Marspartien gestatten es durchaus, sie heute als Vegetation zu betrachten, welche sich während des Sommers über große Teile der Wüstenoberfläche verbreitet, im Winter verdorrt und mit Reiffrost bedeckt dem Auge entschwindet. Freilich kann das nur die Vegetation unserer polnahen Gegenden, wie die Tundren Nordsibiriens und Alaskas sein, die den kalten Mars-winter überleben kann.

III. Über die Möglichkeit die Temperatur und die Dichte einer Planetenatmosphäre aus photometrischen Messungen der Dämmerungszone zu bestimmen.

Die Methode der Strahlungsmessungen ergibt Temperaturen, die sich auf eine effektive strahlende Schicht des Planeten oder seiner Atmosphäre beziehen, deren Höhe über der Oberfläche des Planeten schwer zu bestimmen ist. Andere Mittel zur Temperaturbestimmung wären daher äußerst erwünscht. Im ersten Bande des Russischen Astronomischen Journals entwickelt W. Fessenkow (26) die Theorie einer Methode zur Bestimmung der Temperatur der Mondatmosphäre, wenn eine solche vorhanden ist. Sie wird bestimmt aus der Helligkeit des Dämmerungsstreifens, welcher an den Terminator der Mondscheibe sich anschließend, die Helligkeit der dunklen Scheibe wesentlich vergrößern muß, so daß Spuren einer Mondatmosphäre die, 7000fach schwächer ist als die irdische, sich noch offenbaren müßten. Die Methode kann eine allgemeinere Bedeutung gewinnen für die anderen Planeten, und ihre Grundgedanken sollen hier mitgeteilt werden.

Die Voraussetzung ist, daß die Helligkeit des Dämmerungsstreifens durch die Diffusion des Lichtes allein erklärt wird, die Absorption also unwesentlich ist. Diese Annahme ist für die irdische Atmosphäre im wesentlichen richtig. Eine Reihe neuerer Untersuchungen über die Extinktion des Lichtes in der Erdatmosphäre von Abney, Abbot und Fowle, King und Kron beweist unzweifelhaft, daß die Abschwächung, welche das Licht der Sterne und der Sonne auf seinem Wege durch die Atmosphäre erfährt, durch die Diffusion desselben an den Molekeln der Luft nach der Formel von Rayleigh erklärt wird. Wir haben Ursache dasselbe für die Atmosphäre der Venus und des Mars anzunehmen, während für Jupiter und Saturn nach der Untersuchung des Verfassers die Absorption des Lichtes im sichtbaren Wellenlängengebiet überwiegend ist. Es steht aber nichts im Wege, auch bei diesen Planeten durch Anwendung entsprechender Strahlenfilter,

Gebiete reiner Streuung des Lichtes auszuscheiden.

Eine zweite Voraussetzung ist die Isothermie der Atmosphären, welche niemals streng erfüllt sein kann, aber für die untersten Schichten näherungsweise gelten dürfte.

Eine Schwierigkeit der Methode liegt in der Trennung der Helligkeit des Dämmerungsstreifens von derjenigen des Himmelsgrundes in der Nähe der beleuchteten Scheibe. Beim Monde kommt noch die Helligkeit des Erdscheins auf dem dunklen Teile des Mondes hinzu. Fessenkow zeigt nun, daß für den Mond eine Trennung dieser drei Helligkeiten sehr wohl möglich ist, weil der Verlauf der Dämmerungshelligkeit vom Rande einen besonderen Charakter trägt. Die Dämmerungskurve fällt sehr scharf ab, während der Erdschein konstant ist und die Erleuchtung des Himmelsgrundes nur langsam abnimmt, so daß Intensitätsmessungen ausgehend vom Terminator in verschiedenen Abständen von demselben nicht nur die Anwesenheit einer Mondatmosphäre mit Sicherheit verraten müßte, sondern auch ihre Temperatur. Da eine Anwendung der Methode auch für den Mond noch nicht versucht worden ist und für die anderen Planeten der Einfluß des Himmelsgrundes anders berechnet werden muß, so begnügen wir uns hier nur mit der Ableitung der Helligkeit des Dämmerungsstreifens als Funktion der Temperatur.

Die Theorie von Rayleigh der Diffusion des Lichtes durch die Molekeln der Luft gibt folgenden Ausdruck für die vom Volumelement dv unter dem Winkel α zur Einfallsrichtung des Lichtes reflektierte Lichtmenge:

$$dQ = S \frac{\pi^2}{2\lambda^4 r^2} \frac{(n^2-1)^2}{N} (1+\cos^2\alpha)\, dv. \quad (1)$$

Hier ist r der Abstand vom Volumelement, S die Lichtmenge, welche die Volumeinheit passiert, N die Anzahl der Molekulen in der Volumeinheit von der Dichte δ. Bekanntlich ist

$$n^2 - 1 = 2c\delta\,; \quad \delta = \delta_0 \frac{N}{N^0}.$$

Setzt man

$$k_0 = \frac{2\pi^2 c^2 \delta_0}{\lambda^4 N_0},$$

so wird

$$dQ = S \frac{k_0 \delta}{r^2} (1+\cos^2\alpha)\, dv;$$

ist der räumliche Winkel, unter dem dv sichtbar ist, gleich w, so wird

$$dv = r^2 w\, dr$$

und daher

$$dQ = S k_0 \delta (1+\cos^2\alpha) w\, dr. \quad (2)$$

Wir können für die Atmosphäre eines Planeten w in allen Höhen derselben Breite der Schicht entsprechend ansehen; dr ist ein Element der Höhe h der Atmosphäre. Die scheinbare Helligkeit des Elements dv, der unter dem Winkel w gesehen wird, ist daher

$$dQ = \frac{dQ}{w} = S k_0 \delta (1+\cos^2\alpha)\, dh. \quad (3)$$

Die Gleichgewichtsbedingung der Atmosphäre gibt uns die Gleichung

$$dp = -g\delta dh = -\delta g_0 \frac{a^2}{(a+h)^2} dh, \quad (4)$$

wo p — der Druck, δ — die Dichte, g — die Beschleunigung der Schwerkraft, a — der Radius des Mondes. Außerdem haben wir die Zustandsgleichung

$$p = \delta RT.$$

Daher ist

$$dp = RT\, d\delta. \quad (5)$$

wenn man die Temperatur T als konstant annimmt.

Aus den Gleichungen 4 und 5 folgt dann:

$$\frac{d\delta}{\delta} = -\frac{g_0}{RT} \frac{a^2}{(a+h)^2} dh.$$

Setzt man noch

$$\frac{g_0}{RT} = \varkappa$$

und integriert den vorigen Ausdruck in den Grenzen von o bis h, so ergibt sich

$$\delta = \delta_1 e^{-\varkappa \frac{a h}{a+h}}.$$

Jetzt kann die Gleichung (3) über die ganze Höhe der Atmosphärensäule, welche von den Sonnenstrahlen direkt beleuchtet ist, integriert werden. Hierbei wird die Refraktion der Strahlen vernachlässigt. Auf dem Terminator wird bei $\alpha = 90^0$ im Zentrum der Scheibe die Säule senkrecht zur Oberfläche und ihre untere Grenze die Oberfläche des Planeten sein. In diesem Falle haben wir

$$Q' = S k_0 \delta_1 \int_0^{h_k} e^{-\varkappa \frac{a}{1+\frac{h}{a}}} dh, \quad (6)$$

wobei die obere Grenze nicht gleich unendlich genommen werden darf, weil das Integral dann unendlich wird. Es genügt praktisch einen genügend großen, sonst beliebigen Wert für h anzunehmen. Für alle anderen Punkte der

Dämmerungszone bei beliebigem Phasenwinkel haben wir in den Grenzen von h_1 bis h_2 längs einer geneigten Atmosphärensäule l zu integrieren. Bezeichnet man den Neigungswinkel derselben zur Normale mit z, so ist für einen Punkt dieser Säule in der Höhe h über der Oberfläche

$$(h+a)^2 = a^2 + l^2 + 2al\cos z. \qquad (7)$$

Für die gesamte Lichtmenge dieser Säule haben wir

$$Q' = Sk_0\delta_1(1+\cos^2\alpha)\int_{h_1}^{h_2} e^{-\frac{\varkappa h}{1+\frac{h}{a}}}\,dl. \qquad (8)$$

Hierbei ist nach (7)

$$dl = \frac{(h+a)\,dh}{l + a\cos z};$$

$$l = -a\cos z + \sqrt{a^2\cos^2 z + h^2 + 2ah};$$

$$dl = \frac{(h+a)\,dh}{\sqrt{a^2\cos^2 z + h^2 + 2ah}}$$

oder

$$dl = \frac{dh}{\sqrt{1 - \frac{a^2\sin^2 z}{(a+h)^2}}}.$$

Wir haben daher definitiv folgende 3 Ausdrücke für die Helligkeit des Dämmerungsstreifens

I. $$Q' = Sk_0\delta_1\int_{h_1}^{h_2} \frac{e^{-\frac{\varkappa h}{1+\frac{h}{a}}}\,dh}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 z}{\left(1+\frac{h}{a}\right)^2}}}, \text{ wenn } \alpha = \frac{\pi}{2},\ s \neq 0. \qquad (9)$$

II.

$$Q' = Sk_0\delta_1(1+\cos^2\alpha)\int_{0}^{h_2} \frac{e^{-\frac{\varkappa h}{1+\frac{h}{a}}}\,dh}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2(90-\alpha)}{\left(1+\frac{h}{a}\right)^2}}}, \text{ wenn } s = 0 \text{ und } \alpha \text{ beliebig} \qquad (10)$$

$$Q' = Sk_0\delta_1(1+\cos^2\alpha)\int_{h_1}^{h_2} \frac{e^{-\frac{\varkappa h}{1+\frac{h}{a}}}\,dh}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 z}{\left(1+\frac{h}{a}\right)^2}}}, \text{ wenn } s \neq 0 \text{ und } \alpha \text{ beliebig.} \qquad (11)$$

Hier ist, wenn der Punkt sich im Abstande $\frac{s}{a}$ vom Terminator befindet

$$\sin z = \sin\left(\alpha - 90^0 + \frac{s}{a}\right).$$

Das Zeichen — bezieht sich auf den Fall, wo der Punkt auf derselben Seite vom Planetenzentrum sich befindet, wie der Terminator, das Zeichen +, wenn sie auf verschiedenen Seiten liegen.

Endlich ist in dem allgemeinsten Falle, wenn der Punkt nicht mehr auf dem Intensitätsäquator liegt, wie im Falle II, sondern die Koordinaten φ, λ in bezug auf das Zentrum der Planetenscheibe und den Intensitätsäquator hat

$$\cos z_0 = \cos(\alpha - 90^0)\cos\varphi_0$$

für einen Punkt des Terminators und

$$\cos z = \cos\lambda\cos\varphi \qquad (12)$$

für einen beliebigen Punkt.

Die Helligkeit der Atmosphärensäule wird

III. $$Q' = Sk_0\delta_1(1+\cos^2\alpha)\int_{h_1}^{h_2} \frac{e^{-\frac{\varkappa h}{1+\frac{h}{a}}}\,dh}{\sqrt{1 + \frac{\sin^2 z}{\left(1+\frac{h}{a}\right)^2}}}, \qquad (13)$$

wo für einen Punkt des Terminators $h_1 = 0$ ist. Wir haben noch die untere Grenze der Integration h_1 zu bestimmen. Im ersten Falle haben wir

$$\text{I.} \qquad \frac{h_1}{a} = \frac{2 \sin^2 \frac{z}{2}}{\cos z}$$

Im zweiten Falle ist

$$\text{II.} \qquad \frac{h_1}{a} = \frac{2 \sin^2 (\alpha - 90^0 - z)}{\cos (\alpha - 90^0 - z)}.$$

Im dritten Falle ist die Neigung z zur Normale durch die Gleichung (12) gegeben, wo φ, λ die Koordinaten des betreffenden Punktes auf der Planetenoberfläche sind. Der Winkel CBS zwischen den Richtungen nach dem Planetenzentrum C und der Sonne S in diesem Punkte B der Oberfläche sei ψ. Da vom Punkte B aus die Sonne die Koordinaten $\lambda = \alpha$ und $\varphi = 0$ hat, die Richtung nach C die Koordinaten $\varphi = 0$ und $\lambda = \alpha$, so findet sich

$$\cos \psi = \cos \varphi \cos (\pi + \lambda - \alpha)$$

und

$$\text{III.} \qquad h_1 + a = \frac{a}{\sin \psi} \quad \text{oder} \quad \frac{h_1}{a} = \frac{1 - \sin \psi}{\sin \psi};$$

es ist leicht zu ersehen, daß die Formeln I und II Spezialfälle der letzteren sind.

Das in dem Ausdruck für die Helligkeit eingehende Integral wird durch Reihenentwicklung berechnet. Zähler und Nenner des Ausdruckes unter dem Integralzeichen lassen sich in konvergierende Reihen entwickeln und die Integration der einzelnen Glieder der resultierenden Reihe kann ohne Schwierigkeit ausgeführt werden. Da eine Anwendung des recht verwickelten Ausdruckes bis jetzt nicht vorliegt, so übergehen wir denselben. Da die resultierende Reihe nur langsam konvergiert, ist es fraglich, ob eine mechanische Quadratur des Integrals nicht vorzuziehen sei.

Die Empfindlichkeit der Methode ist nach Fessenkows Rechenbeispiel mit Anwendung auf den Mond eine sehr große. Es wird die Helligkeit der Dämmerungszone einer hypothetischen Mondatmosphäre für den Fall der Quadratur, $\alpha = 90^0$, näherungsweise berechnet. Hierbei wird im Nenner des Integrals

$$Q' = S k_0 \delta_1 (1 + \cos^2 \alpha) \int_{h_1}^{h_2} \frac{e^{-\frac{h}{\varkappa}} \left(1 + \frac{h}{a}\right) dh}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 z}{\left(1 + \frac{h}{a}\right)^2}}}$$

$\frac{h}{a}$ vernachlässigt, worauf der Ausdruck für die Helligkeit die Form annimmt:

$$Q' = S k_0 \delta_1 \int_{h_1}^{\infty} e^{-\frac{h}{\varkappa}} \sec z \, dh =$$

$$= S k_0 \delta_1 \sec z \, \varkappa \, e^{-\frac{h_1}{\varkappa}}.$$

Hier ist

$$\frac{1}{\varkappa} = \frac{RT}{g_0} = h_0,$$

wo h_0 die Höhe der homogenen Atmosphäre gemäß der Gleichung (34) des vorigen Kapitels bedeutet. Wir haben also

$$Q' = S k_0 \delta_1 \sec z \, h_0 \, e^{-\frac{h_1}{h_0}}.$$

Für h_1 haben wir die Formel I

$$h_1 = 2 \sin^2 \frac{z}{2} \sec z,$$

wenn h_1 in Einheiten des Radius gemessen wird. Bezeichnet man durch ϱ_1 die Abstände vom Zentrum der Mondscheibe, so ist im Falle der Quadratur, $\alpha = 90^0$, $\varrho_1 = \sin z$ und für die Abstände $\varrho_1 = 0{,}0$, $\varrho_1 = 0{,}1$, $\varrho_1 = 0{,}2$ haben wir folgende Werte für z: $z = 0^0\,0'$, $z = 5^0\,44'$ und $z = 11^0\,32'$.

Bezeichnet man durch h_t, g_t, T_t die Höhe der homogenen Atmosphäre, die Intensität der Schwerkraft und die absolute Temperatur der Atmosphäre für die Erde, so erhält man für eine Mondatmosphäre gleicher chemischer Beschaffenheit die Beziehung

$$\frac{h_0}{h_1} = \frac{T}{T_t} \frac{g_t}{g}.$$

Hier ist

$$g_t = 9{,}81 \text{ met. sec.} \quad g = 1{,}658 \text{ met. sec.}$$
$$T_t = 273^0 \text{ abs.}, \quad h_t = 8 \text{ klm.}$$

und h_0 läßt sich für verschiedene T berechnen.

T	50^0	100^0	150^0	200^0
h_0	0,004977	0,009953	0,014930	0,019907

Für die Werte von $\varrho_1 = 0{,}0$, $0{,}1$, $0{,}2$ oder die entsprechenden Werte von z folgt dann die Tabelle der Helligkeiten der Dämmerungszone in willkürlichen Einheiten

$\varrho =$	0,0	0,1	0,2
$T = 50^0$	1,000	0,365	0,016
$T = 100^0$	1,000	0,606	0,128
$T = 150^0$	1,000	0,717	0,256
$T = 200^0$	1,000	0,780	0,362

Wie man sieht, ist die Abnahme der Helligkeit sehr stark und auch sehr verschieden für verschiedene Temperaturen. Nach den Berechnungen von Fessenkow hat die Helligkeit des Himmelsgrundes in der Nähe des beleuchteten Mondviertels einen schwach abfallenden nahezu gradlinigen Verlauf. Die Helligkeit des Erdscheins kann als konstant angesehen werden. Auf diese Weise dürfte eine Ausmessung der Intensität in der Nähe des Terminators die Anwesenheit auch geringer Spuren einer Mondatmosphäre aufweisen.

Relative Messungen der Helligkeitsabnahme vom Terminator des Mondes aus ergeben somit bei genügender Entfernung vom Terminator die Wirkung der Diffusion in der irdischen Atmosphäre plus Erdschein. Ist die Helligkeitskurve für diese Wirkung bekannt, so kann aus dem Verlauf der Helligkeit in nächster Nähe des Terminators die Kurve der Dämmerungszone und aus ihr die Temperatur der Mondatmosphäre bestimmt werden.

Sind absolute Helligkeiten gemessen, etwa für $z = 0$, so ist die Helligkeit

$$Q' = S k_0 \delta_1 h_0$$

und $\frac{Q'}{S}$ ebenfalls bekannt. Die Größe $k_0 = \frac{2\pi^2 e^2 \delta_0}{\lambda^4 N_0}$ ist bekannt, wenn man für den Mond eine der irdischen ähnliche Atmosphäre voraussetzt; im anderen Falle muß es geschätzt werden.

Somit wird $\delta_1 h_0$ berechnet — die Masse der Atmosphärensäule über der Mondoberfläche, und da h_0 schon bestimmt ist, so folgt hieraus der Wert δ_1 für die Dichte der Mondatmosphäre an der Oberfläche des Mondes.

Nach Fessenkow dürfte schon eine Atmosphäre von nur $\frac{1}{50\,000}$ der irdischen Dichte auf diesem Wege nachweisbar sein.

Die praktischen Schwierigkeiten der Anwendung der Methode sind aber auch beim Monde außerordentlich groß, besonders wegen der Veränderlichkeit des Reflexionsvermögens der Mondoberfläche. In dieser Beziehung und auch durch das Wegfallen einer Fehlerquelle, der Helligkeit des Erdscheins, könnte vielleicht ihre Anwendung auf die Planeten Venus und Mars aussichtsvoller sein.

Literatur.

1) Schoenberg, Photometrische Untersuchungen über Jupiter und das Saturnsystem. Acta Academiae scientiarum Fennicae XVI. Helsingfors 1921.
2) Milankowitsch, Théorie mathematique des phénomenes thermiques produits par la radiation solaire. Paris 1920.
3) Rosse, On the radiation of heat from the Moon etc. Phil. Transactions, Vol. 163 (1873).
4) Boedikker, Lunar radiant heat etc. Transactions of the Roy. Dublin Society. 2 Ser. Vol. 4 (1888—92).
5) Langley, Very and Keeler, On the Temperature of the surface of the Moon. Mem. National. Acad. of Sciences 1885. Langley, the Temperature of the Moon. Ibid. 1887. Langley and Very, The Temperature of the Moon. Philosoph. Magazine 1890.
6) Very, The probable range of temperature of the Moon. Astroph. Journal 1898.
7) Hann, Lehrbuch der Meteorologie. Dritte Auflage. Leipzig 1915. S. 230.
8) Tyndale, On luminous and obscure radiation. Philosoph. Magazine 1804.
9) Arrhenius, Das Schicksal der Planeten. Leipzig 1911.
10) Abbot und F. E. Fowle, Band II und III der Annales of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution. Washington 1908 u. 1913.
11) Christiansen, Beiblätter zu den Ann. der Physik und Chemie X, 1886, S. 532.
12) Lowell, Temperature of Mars, a determination of the solar heat received. Proceedings of the American Acad. of Arts and Sciences. Boston. Vol. 42 (1907).
13) Poynting, On Professor Lowell Method for Evaluating the surface Temperatures of the Planets. Phil. Mag. 6. Serie, 14. 1907.
14) Arrhenius, On the influence of carbonic acid in the air upon the temperature of the ground. Phil. Magazine. Vol. 41 (1896).
15) Arrhenius, Die physikalischen Grundlagen der Kohlensäuretheorie der Klimaänderungen. Zentralblatt für Mineralogie, Geologie und Paläontologie. 1909.
16) Arrhenius, Der Lebenslauf der Planeten. Leipzig, 1919.
17) Bureau of Standards Bulletin, 11, 1914; 13, 1916; 14, 1918.
18) Scientific Papers of the Bureau of Standards Nr. 438, 1922.
19) Journ. Wash. Acad. of Sciences 6, 1920.
20) Scientific Pap. of the Bureau of Standards Nr. 460.
21) W. W. Coblentz, Temperature estimates of the planet Mars. Astron. Nachr. 5374, 1925.
22) D. H. Menzel, Water-cell Transmissions and planetary Temperatures. Astroph. Journ. LVIII, Nr. 2.
23) W. W. Coblentz, Supplementary Invesigations of Infra-Red. Spektra. Public. of the Carnegie Institution Nr. 97, 1908.
24) E. Schoenberg, Untersuchungen zur Theorie der Beleuchtung des Mondes usw. Acta Societatis Scientiarum Fennicae, Tom 50. Nr. 9, 1925.
25) F. Very, The distribution of the Heat etc. Utrecht Society of Arts and Sciences. Hague 1891.
26) Русский Астрономический журналъ. Томъ I, Вып. 1. La méthode pour déterminer la temperature de la surface de la Lune non éclairée par la soleil, et la densité de l'atmosphere lunaire, par B. Fessenkow.

(Eingegangen 14. September 1925.)

BESPRECHUNGEN.

Hermann Weyl, Was ist Materie? Zwei Aufsätze zur Naturphilosophie. 8°. 88 S. 7 Abb. Berlin, Julius Springer. 1924. M. 3.30.

Die sehr lesenswerte Broschüre ist eine Sonderausgabe zweier Aufsätze des Verfassers, die zuerst in den „Naturwissenschaften" erschienen waren und nun durch Zusätze im Text und angefügte Erläuterungen ergänzt worden sind. Über die Tendenz dieser Aufsätze sagt der Verf. in seinem Vorworte folgendes: „Ursprünglich hervorgegangen aus meiner Beschäftigung mit der Relativitätstheorie wenden sie sich an einen breiteren Kreis als die systematische Darstellung in dem Buche „Raum Zeit Materie"; sie sollen Botendienste tun von der Physik zu den übrigen Naturwissenschaften, vor allem aber von der Physik zur Philosophie. Es liegt ihnen die Tendenz zugrunde, die physikalische Erkenntnis philosophisch ernst zu nehmen, wie es Descartes oder Kant getan haben. Zwar mögen bei der großen methodischen Geschlossenheit der gegenwärtigen Physik die hier erörterten Fragen für sie selber nur von sekundärem Belang sein: sie wirken weniger in die Physik hinein als aus der Physik heraus auf das Bild des Kosmos, das in unser gesamtes geistiges Leben eingeht."

Der erste der beiden Aufsätze beschäftigt sich mit der im Titel des Buches gestellten Frage „Was ist Materie?" und stellt dem älteren Substanzbegriff die Feldtheorie und die dynamische Auffassung der Materie entgegen. Die Wandlung der Anschauungen läßt sich vielleicht am besten mit einem trivialen Schlagwort charakterisieren: Die naive Vorstellung der Atome als Billardkugeln muß der rationelleren Vorstellung der Kraftzentren weichen, deren folgerichtige Durchführung durch die Erkenntnis der Identität von Masse und Energie ermöglicht worden ist. Die Gründe, die der Verfasser gegen die Substanztheorie anführt, sind recht einleuchtend, ob aber die Feldtheorie oder Weyls dynamische Auffassung den Naturerscheinungen völlig gerecht werden kann, ist angesichts der Rätsel der Quantenphysik eine offene Frage, die auch der Verf. selbst nicht zu entscheiden wagt.

Der zweite Aufsatz „Massenträgheit und Kosmos" ist in Dialogform gehalten und behandelt das wichtige Problem des Machschen Prinzips: Ist die Trägheit des Körpers eine Eigenschaft, die er an sich besitzt, oder kommt sie erst durch das Zusammenwirken aller Massen des Universums zustande?

In scharfsinnig kritischer Weise beleuchtet Paulus, der skeptischere der beiden Dialogredner die Schwierigkeiten, die sich der erstrebenswerten radikalen Durchführung des Relativitätsgedankens entgegenstellen. Die Relativitätstheorie hat in Weyl nicht nur einen genialen Interpreten, sondern auch einen philosophischen Kritiker gefunden, der zu zeigen weiß, wo die wahren Mängel des bisherigen Ausbaus der Theorie liegen.

Thirring.

Meßgerät. Wissenschaftliche Vorträge während der Kölner Herbstmesse am 30. September und 1. Oktober 1925. 4°. 86 S. mit vielen Abbildungen. Köln, Verlag des Meßamtes. 1925. M. 5.—.

Der diesmaligen Kölner Herbstmesse war eine besondere Ausstellung „Das Meßgerät" vom 23. September bis 2. Oktober angegliedert. In wirkungsvoller Weise wurde sie durch eine von den Kölner technisch-wissenschaftlichen Vereinen veranstaltete Tagung ergänzt, auf welcher 6 Vorträge von den bekanntesten Vertretern dieses Faches gehalten wurden. Um sie auch einem größeren Kreise und für die Dauer nutzbar zu machen, sind jene Vorträge in einem Sammelhefte von dem Meßamt herausgegeben worden.

In dem ersten Vortrage behandelt Block (Königsberg) „Die Entwicklung der Meßkunde". Er unterscheidet zwischen rein wissenschaftlich-physikalischen und den auf die Wirtschaftlichkeit eingestellten und durch sie bedingten technischen Messungen. Für letztere lassen sich noch keine Entwicklungslinien kennzeichnen. Die physikalische Meßkunst ging von der Astronomie aus; zu ihren Einheiten der Zeit und des Winkels, die keiner körperlichen Darstellung bedürfen, gesellte sich erst später die Längeneinheit. Der Beginn der neuen Meßkunde datiert von der Zeit der Einführung der allgemein anerkannten Längen- und Maßeneinheit. Weiter wurde gezeigt, welche Fortschritte die Verfahren und Geräte auf den einzelnen Gebieten der Messung von Längen, Massen, Kräften, Arbeit und Leistung, der Wärme, des Lichtes sowie der elektrischen und magnetischen Eigenschaften gemacht haben.

Berndt (Dresden) sprach über „Bedeutung und Nutzen der Präzisionsmessungen in der Technik", wobei er sich hauptsächlich auf den Maschinenbau beschränkte, aber auch andere Gebiete streifte. Eine kräftige Entwicklung nahm das technische Meßwesen durch den Austauschbau, der nur bei sorgfältiger Messung möglich ist, so daß die Meßtechnik stark in seiner Ausbreitung und den durch ihn erzielten wirtschaftlichen Ersparnissen beteiligt ist. Es wird gezeigt, wie die gegenseitige Abhängigkeit der verschiedenen technischen Längenmeßgeräte voneinander es bedingt, daß die die Grundlage bildenden Parallelendmassen mit einer Genauigkeit von $1/100\ \mu$ gemessen werden müssen, was nur durch unmittelbare Auswertung in Lichtwellenlängen möglich ist. Weiterhin wurde auf die Notwendigkeit von Formmessungen hingewiesen, wie sie bei Kegeln, Gewinden und Zahnrädern auftreten. Auch die Stoffwirtschaft erfordert für die Erfassung der Mengen und Güteeigenschaften ständige Messungen von hoher Genauigkeit, da sich kleine systematische Fehler in jährlichen Millionenbeträgen auswirken. Das Gleiche gilt für die Energiewirtschaft. Wenn auch die Betriebsmessungen im allgemeinen verhältnismäßig roh sind, so können sie doch durch statistische Auswertung (Großzahlforschung) zu Präzisionsmessungen werden, falls sie frei von systematischen Fehlern sind. Ganz kurz gestreift wurde schließlich noch die Menschenwirtschaft und ihre Erfassung durch psychotechnische Messungen.

In seinem Vortrage „Optische Messungen im Maschinen- und Apparatebau" erläuterte Eppenstein (Jena) die Erweiterung unserer Sinne durch die optischen Geräte, die neben ihrer rein vergrößernden Wirkung noch eine wichtige Rolle als Visierinstrument spielen. Ihre Verwendung wurde an einer Reihe von Apparaten gezeigt, die bis jetzt vorwiegend nur in der Technik gebraucht werden, aber auch im physikalischen Laboratorium vorteilhaft Verwendung finden könnten. Besonders seien davon die neue Meßmaschine genannt, bei welcher das Abbesche Prinzip durch eine sinnreiche optische Anordnung bei nur der halben sonst benötigten Länge gewahrt ist, und der Interferenz-

komparator zur Messung von Endmassen in Lichtwellenlängen.

Konen (Bonn) wies in seinem Vortrage über „Aufgaben und Grenzen der physikalischen Längenmessung" darauf hin, daß sich die Fortschritte in drei Richtungen vollzogen: in der Verbesserung der Maßeinheit sowie der Vergleichsverfahren und in der Ermittlung der Fehler. Er wies vor allem auf die Grenzen hin, die durch die körperliche Darstellung des Meters bedingt sind und welche die Zurückführung auf die „natürliche" Einheit der Lichtwellenlänge erforderlich machen. Trotz aller auf dem Gebiete der Lichtwellenlängenmessungen erzielten Fortschritte sind wir hier aber noch durchaus nicht am Ende, da erst wenige Spektrallinien mit der nötigen Genauigkeit bekannt sind.

Ritter (Berlin) schilderte in seinem Vortrage über „Messungen bei Explosionen mit Nutzanwendung auf den Bergbau" die Ausbreitung der Luft- und der Erdwellen bei der Explosion sowie die zu ihrer Aufzeichnung geeigneten Geräte. Er wies darauf hin, daß sich daraus Rückschlüsse ziehen lassen: auf den Aufbau der Erdrinde; wie die Zerstörungen von Gebäuden zustande kommen und wie die Munitionskammern in Bergwerken anzulegen seien, damit etwaige Explosionen möglichst geringen Schaden anrichten.

In dem letzten Vortrage behandelte Lenk (Berlin), „Die Meßkunde als nationales Problem". Er verfolgte die historische Entwicklung der Meßtechnik, ausgehend von dem babylonischen Maßsystem über das Mittelalter und die Neuzeit mit ihrer sich auch auf diesem Gebiet bemerkbar machenden Zerrissenheit und Zersplitterung, bis erst in neuester Zeit durch die Meterkonvention und die Gründung des Bureau International des Poids et Mesures eine Einigung auf Meter und Kilogramm erfolgte, neben denen nur noch das englisch-amerikanische Zoll- und Pfundsystem besteht. Die trotz aller bei den neuen Prototypen aufgewendeten Bemühungen notwendige Schaffung einer den jetzigen höheren Ansprüchen genügenden Längeneinheit durch Zurückführung des Meters auf die Lichtwellenlänge wird erst nach internationaler Einigung möglich sein. Kurz gestreift wurde dann die nationale und internationale Regelung der elektrischen und der optischen Einheiten, sowie die wünschenswerte Regelung des Münzwesens.

Der außerordentlich reichhaltige Inhalt der 6 Vorträge, denen zahlreiche gute Abbildungen von in der Regel weniger bekannten Geräten sowie z. T. auch wirtschaftlich kennzeichnende Zahlen beigegeben sind, ließ sich hier nur andeutungsweise darstellen. Sie liefern einen ausgezeichneten Überblick über den heutigen Stand namentlich des technischen Meßwesens, das sich vielfach selbständig neben dem rein physikalischen entwickelt hat, so daß auch der reine Physiker manche Belehrung aus diesen Vorträgen wird schöpfen können. Berndt.

E. **Mosch, Lehrbuch der Physik.** (Unterstufe.) Gr. 8°. VIII u. 159 S. mit 237 Abb. Leipzig, G. Freytag. 1923.

Der neulich an dieser Stelle besprochenen „Oberstufe" hat der gleiche Verfasser ein Heft für die Unterstufe vorausgehen lassen. Die Anordnung des Stoffes ist nach methodischen Gesichtspunkten getroffen, aus den einzelnen Gebieten ist vorwiegend das ausgewählt, was trotz geringer Ansprüche an die wissenschaftliche Denkweise doch geeignet ist, in die Welt der technischen Probleme und ihre wissenschaftlichen Grundlagen einzuführen. Die Darstellung ist leicht verständlich, durch zahlreiche Abbildungen unterstützt, den einzelnen Kapiteln sind Übungsfragen und geschichtliche Anhänge beigefügt. Besonders zu erwähnen ist die ausführliche Behandlung des Energiegesetzes und der verschiedenen Energieformen in einem besonderen Schlußkapitel. E. Nies.

R. **Heuseling, Mars, seine Rätsel und seine Geschichte.** 8°. 78 S. m. 54 Abbildungen. Kosmos, Stuttgart. 1925. M. 1.50, geb. M. 2.40.

Das neue Kosmosbändchen gibt einen guten Überblick über unser gegenwärtiges Wissen vom Mars und berücksichtigt bereits, soweit als möglich, die Beobachtungen bei der letzten erdnahen Opposition des Jahres 1924. A. Kopff.

Tagesereignisse.

Herausgabe eines Werkes von Funktionstafeln. Der Wissenschaftliche Beirat des Vereins deutscher Ingenieure hat auf mehrfache Anregung hin Schritte unternommen, um ein erschöpfendes Verzeichnis aller vorhandenen veröffentlichten und noch nicht veröffentlichten Funktionstafeln aufzustellen. Hierzu ist die Mithilfe aller Sachverständigenkreise erwünscht und nötig. Es handelt sich um Tafeln nicht nur mathematischer Natur, sondern auch solcher, die für physikalische, astronomische und anschließende Gebiete im weitesten Sinne von Bedeutung sind.

Der Verein deutscher Ingenieure ladet alle hieran interessierten Kreise ein und bittet, zweckdienliche Mitteilungen über vorhandene, vergriffene, noch nicht veröffentlichte oder im Privatbesitz schlummernde Tafeln der gedachten Art an seinen Wissenschaftlichen Beirat, Berlin NW 7, Ingenieurhaus gelangen zu lassen.

Personalien.

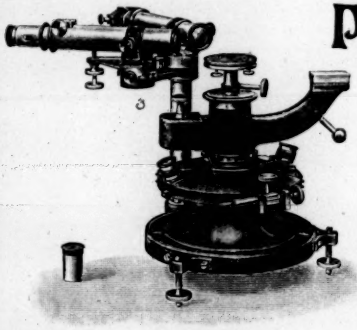
(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Berliner Landwirtschaftlichen Hochschule Dr. Räth für Chemie.

Gestorben: Der frühere Dozent an der Technischen Hochschule Berlin Direktor der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft daselbst Geheimer Baurat Dr. Georg Klingenberg, der frühere ord. Professor der Chemie an der Universität Oslo Dr. Thorstein Hallager Hiortdahl, der Professor der Chemie an der Universität Rom Alberto Peratoner, der Associate Professor für angewandte Chemie an der Universität von Manchester Emund Knecht.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz 4



Spektrometer.

Physikalische Apparate

Projektions-Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

Experimentier-Schalttafeln

Sonderlisten auf Wunsch

Elektrizität in industriellen Betrieben

Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. e. h. W. Philippi.

Elektrizität im Bergbau

Von Prof. Dr.-Ing. e. h. W. Philippi. Mit 185 Abbildungen im Text und zwei Tafeln. IX und 301 Seiten mit Register. Gr. 8°. 1924. Geh. Gm. 16.—, Halbleinenband Gm. 18.—

Elektrische Papiermaschinenantriebe

Von Dr. W. Stiel. Mit 202 Abbildungen. XI und 286 Seiten mit Register. Gr. 8°. 1921. Geh. Gm. 16.—, Halbleinenband Gm. 18.—

Elektrische Lichtbogenschweißung

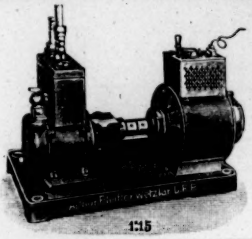
Von Oberingenieur Karl Meller. Mit 225 Abbildungen. VIII und 210 Seiten mit Register. Gr. 8°. 1925. Geh. Gm. 16.—, Halbleinenband Gm. 18.—

In Vorbereitung:

Elektrische Ausrüstungen für Hebezeuge von Oberingenieur Schiebeler.
Elektrizität bei der Metallbearbeitung von Oberingenieur Karl Meller.
Elektrowärmewirtschaft in der Industrie von Ing. Dr. Bruno Thierbach.
Elektrizität in der Textilindustrie von Dr. W. Stiel.
Wärme- und Energiewirtschaft in Kraftwerken von Oberingenieur Lüth.

VERLAG VON S. HIRZEL, LEIPZIG, KÖNIGSTR. 2

Pfeiffer's



Rot. Kammer-Öl-Luftpumpe D.R.P.

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
ganz aus Stahl D. R. P. angem.

15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in 10 Sek. vom Vorvakuum ab.
Listen von Abt. H anfordern.

Vgl. Techn. Physik, 1922 Heft 12. Phys. Zschr. 1922, pag. 463.

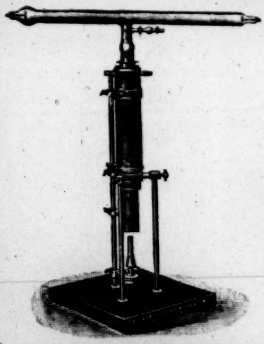
Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 120 cbm per Stunde
Photometer aller Systeme
Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.
Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge
Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8
Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall

nach Prof. Gaede

D.R.P. und Auslandspatente



$^1/_{10}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm
„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.